

N° d'Ordre : 8 (1972)

Référence C.N.R.S. : A.O. 7659

THESES

présentées devant l'UNIVERSITE de NANTES

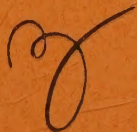
pour obtenir le grade de

DOCTEUR ès-SCIENCES PHYSIQUES

par

Maurice LEROY

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE



1^{ère} Thèse : SUR LA VISCOPLASTICITE DES METAUX
APPLICATION AU FORMAGE MAGNETIQUE

2^{ème} Thèse : Propositions données par le Jury

Soutenues le 11 décembre 1972 devant la Commission d'Examen

M. FRIEDEL Président d'Honneur

Melle OFFRET Président

M. PIRONNEAU	} Examineurs
M. CAILLER	
M. FRANÇOIS	

THESES

présentées devant l'UNIVERSITE de NANTES

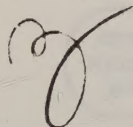
pour obtenir le grade de

DOCTEUR ès-SCIENCES PHYSIQUES

par

Maurice LEROY

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE



1^{ere} Thèse : SUR LA VISCOPLASTICITE DES METAUX
APPLICATION AU FORMAGE MAGNETIQUE

2^{eme} Thèse : Propositions données par le Jury

Soutenues le 11 décembre 1972 devant la Commission d'Examen

M. FRIEDEL Président d'Honneur

Melle OFFRET Président

M. PIRONNEAU

M. CAILLER

M. FRANÇOIS

} Examinateur

THESES

UNIVERSITY OF LEIDEN LIBRARY

1900-1901

DOCTORAL THESIS

MAURICE LEROY

SCIENCE OF THE SOUL



THE SCIENCE OF THE SOUL

MAURICE LEROY

SCIENCE OF THE SOUL

UNIVERSITY OF LEIDEN

LIBRARY

1900-1901

MAURICE LEROY

SCIENCE OF THE SOUL

UNIVERSITE DE NANTES

Président M. KERNEIS Médecine
Vice-Président M. PETRESCO Mathématiques

LISTE DES ENSEIGNANTS DES DISCIPLINES SCIENTIFIQUES

Professeurs

M. BRILLOUET
M. PAUC
M. PETRESCO
M. RAFFIN
M. VIVIER (EN SM)

Mathématiques

«
«
«
«

M. TARDY (EN SM)
M. RAVILLY (EN SM)

Mécanique

«

M. AVIGNON
M. BOULLOUD
M. COLLET
M. MINN
M. MEZENECY (EN SM)
M. MOUTON

Physique

«
«
«
«
«
«

M. DUNOYER
M. GRAFF
M. MARTIN
M. PIERI
M. QUINIOU
M. ROUXEL
M. WOJTKOWIAK

Chimie

«
«
«
«
«
«
«

Melle DEBRAUX
M. GARRIGUES
Mme LE DOUARIN
M. LE DOUARIN
M. SELLIER

Biologie

«
«
«
«
«

M. CAVET

Sciences de la Terre

Professeurs associés

M. BRARD (EN SM)
M. ABKOWITZ (EN SM)

Mécanique

Mécanique

Professeurs sans chaire M. BARDON
M. GOUREAUX
M. LASKAR
Melle OFFRET (EN SM)

Physique

"

"

"

M. GOBIN (EN SM)
M. TOURNOUX

Chimie

"

M. DUPONT
M. SAUDRAY

Biologie

"

M. OTTMANN

Sciences de la Terre

Maîtres de Conférences

M. BETTEN
M. FOUQUES
M. GATESOUE
M. GAPAILLARD (Chargé d'enseignement)
M. IBISCH
M. LAMEAU (EN SM)
M. LEBORGNE
M. PHAN-THE-LAI (Chargé d'Enseignement)

Mathématiques

"

"

"

"

"

"

"

M. DUBIGEON (Chargé d'Enseignement EN SM)
M. GUEVEL (EN SM)
M. SULMONT (EN SM)
M. VILAINE (EN SM)

Mécanique

"

"

"

M. CAILLER (IUT)
M. LE BIHAN
M. LE CORRE (IUT)
M. LE MAITRE
M. LONCKE
M. ROSIER
M. THOMAS (Chargé d'Enseignement IUT)

Physique

"

"

"

"

"

"

M. BOUCHY (IUT)
M. CHABANEL
M. LE MAITRE (Chargé d'Enseignement IUT)
Mme MARTIN
M. POINTEAU (EN SM)

Chimie

"

"

"

"

M. AMOURIQ
M. LEBRUN
Mme NICOLAS-PRATT

Biologie

"

"

Maitres de Conférences

M. FORESTIER
M. NICOLAS

Sciences de la Terre

"

Ce travail a été effectué au laboratoire de Physique du Métal de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique de Nantes.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Mademoiselle S. OFFRET, Directeur de ce laboratoire, pour m'avoir donné la possibilité de mener à bien cette étude et m'avoir prodigué conseils et suggestions.

Que Monsieur le Professeur FRIEDEL, qui m'a fait l'honneur de s'intéresser à cette thèse, trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

J'adresse mes remerciements à Monsieur le Recteur PIRONNEAU, Monsieur FRANCOIS, Monsieur CAILLER, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.

Que les personnes qui m'ont aidé, par leur contribution ou par leurs conseils, à entreprendre et développer cette étude, soient assurées de ma très sincère reconnaissance.

S O M M A I R E

Introduction

Chapitre 1 : TEMPS PRINCIPAUX REGISSANT LE COMPORTEMENT DES DISLOCATIONS et INFLUENCE DES VISCOSITES ELECTRONIQUE ET PHONIQUE DU MILIEU.

- 1) Temps principaux de comportement des dislocations
- 2) Calcul de la déformation plastique et de la variation du taux de dislocations pour un polycristal
- 3) Influence de la viscosité η sur la vitesse des dislocations

Chapitre 2 : CALCUL DES COEFFICIENTS D'AMORTISSEMENT VISQUEUX SELON LA TEMPERATURE.

- 1) Aluminium
- 2) Plomb
- 3) Cuivre
- 4) Or, Argent, Zinc

Chapitre 3 : DISPOSITIF EXPERIMENTAL GENERATEUR DE CONTRAINTES INTENSES A L'AIDE DE CHAMPS MAGNETIQUES PULSES.

- 1) Générateur de champs magnétiques
- 2) Dispositif expérimental de formage selon la température ($4,6 \text{ K} < T < 293 \text{ K}$)
- 3) Analyse des impulsions

Chapitre 4 : DETERMINATION EXPERIMENTALE DES DIRECTIONS PRINCIPALES DE DEFORMATION DES METAUX CUBIQUES A FACES CENTREES.

- 1) Directions préférentielles d'«écoulement» de l'aluminium
 - A - Influence de la contrainte appliquée
 - B - Directions principales de déformation
 - C - Modèles stéréographiques représentatifs de la déformation des coupes monocristallines d'aluminium
- 2) Directions préférentielles d'écoulement du cuivre
- 3) Directions préférentielles d'écoulement du plomb

Chapitre 5 : INFLUENCE DES VISCOSITES ELECTRONIQUE, PHONIQUE, DE DIFFUSION DES PHONONS SUR LA DEFORMATION DES METAUX SELON LA TEMPERATURE.

- 1) Cas du plomb
- 2) Cas de l'aluminium
- 3) Cas du cuivre
- 4) Cas du zinc, de l'or et de l'argent

Chapitre 6 : TAUX DE DISLOCATIONS ET ECROUISSAGE DES COUPES MONOCRISTALLINES EN FONCTION DE LA CONTRAINTE DYNAMIQUE.

Conclusion

- Annexe

- Bibliographie



INTRODUCTION

Le comportement viscoplastique des métaux selon la température, est étudié en sollicitant, dans des enceintes cryogéniques, des coupes métalliques monocristallines, à l'aide de champs magnétiques intenses et pulsés.

Les vitesses de déformation sont supérieures à 10^3 s^{-1} pour des contraintes voisines de $10^8 \text{ dynes. cm}^{-2}$.

Par la mesure de la déformation des coupes monocristallines de diverses orientations, nous obtenons les « pics » principaux d'écoulement des métaux cubiques à faces centrées.

L'étude comparative de la variation de la hauteur des pics de déformation est étudiée en faisant intervenir les temps principaux régissant le comportement des dislocations et l'influence des viscosités électronique et phonique du milieu sur la vitesse des dislocations.



Chapitre 1

Ce chapitre traite des principaux paramètres régissant la déformation des métaux aux grandes vitesses à l'aide d'un modèle de dislocations. Le calcul des temps principaux des mécanismes microscopiques, l'influence de la viscosité du milieu sur le mouvement des dislocations, sont étudiés dans le cadre de telles déformations.

I - TEMPS PRINCIPAUX DANS LE COMPORTEMENT DES DISLOCATIONS -

Les temps moyens nécessaires au franchissement d'une dislocation, à la dissociation et la recombinaison en dislocation parfaite, à la création et au déplacement d'un cran sont obligatoires au calcul du nombre de dislocations créées et au déplacement des dislocations provoquant la déformation plastique.

A partir de ces temps principaux et pour une contrainte donnée, nous pouvons calculer la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}_p$ due aux mécanismes cités précédemment ainsi que la variation dN du taux de dislocations (Zarka [1]).

Les calculs sont effectués en ne tenant pas compte des paramètres limitant la vitesse de glissement, tels que la viscosité électronique, la viscosité phonique, l'inertie propre de la dislocation La contribution de ces différents paramètres sera explicitée ultérieurement.

a) Temps moyen de franchissement d'une dislocation -

Au premier seuil de léger glissement, le mouvement de la dislocation est réversible; cette déformation est du type viscoélastique.

Lorsque les contraintes dépassent le second seuil de glissement, il y a formation de crans à chaque intersection avec les autres dislocations. L'activation thermique aide cette formation.

La fréquence de réalisation du processus est :

$$\nu_{FD} = \nu_0 \frac{|\vec{b}|}{d'} \cos \alpha \exp - \frac{\Delta S_G}{k} \left[\exp - \frac{U^-}{kT} - \exp - \frac{U^+}{kT} \right]$$

où ν_0 est la fréquence de Debye (10^{13} s),

$\frac{d'}{\cos \alpha}$ est la longueur de l'élément de dislocation sur l'ensemble $|\vec{b}'|$,

ΔS_G est la variation d'entropie du cristal due au déplacement de la dislocation (négligeable).

$$U_G^+ \simeq 2 U_{FC} + (F - F_{2G}) A'$$

$$U_G^- \simeq 2 U_{FC} - (F - F_{2G}) A'$$

où A' désigne l'aire d'activation du processus de franchissement de la dislocation,

$2 U_{FC}$, l'énergie de formation des crans à la rencontre de deux dislocations.

Elle est de l'ordre de $2 A \mu |\vec{b}|^3$.

F , la force sur la dislocation due aux contraintes $\vec{\sigma}$ extérieures.

La composante de cette force dans n'importe quel plan de normale unitaire $\vec{n}$ contenant le vecteur $\vec{t}$, tangente unitaire à la ligne de dislocation, est donnée par :

$$F = |\vec{b} \cdot \vec{\sigma} \cdot \vec{n}|$$

F_{2G} , seuil de grand glissement.

Le temps moyen de franchissement d'une dislocation est donc :

$$t_{FD} = \frac{1}{v_{FD}} = \frac{d'}{\cos \alpha v_0} |\vec{b}| \frac{\exp \frac{2 U_{FC} + T \Delta S_G}{kT}}{(F - F_{2G}) A' 2 \sinh \frac{kT}{2}}$$

Si les contraintes sont appliquées pendant un temps très court, t_{FD} est infini et les dislocations ne franchissent pas leurs obstacles. L'aire d'activation est prise en général égale à :

$$A' \simeq Cte \times \frac{d'}{\cos \alpha} |\vec{b}|$$

Le franchissement d'une dislocation se produit certainement si :

$$(F - F_{2G}) A' > 2 U_{FC}.$$

La concentration de crans avec la température est donnée par :

$$C_C \simeq \exp. \frac{-U_{FC}}{kT}$$

pour $b_2 \simeq b_1$ on a :

$$U_{FC} \simeq \frac{1}{10} \mu b_1^2 b_2$$

et pour des crans multiples nettement plus longs :

$$U_{FC} \simeq \frac{\mu b_1^2 b_2}{4 \pi (1-\nu)} \text{Log} \frac{b_1}{b_0}, \quad b_0 \text{ valant de } \frac{1}{2} b \text{ à } 2 b.$$

b) Temps de recombinaison et de glissement dévié -

Pour que le glissement dévié existe, il faut une recombinaison en un segment de dislocation parfaite, le segment peut ensuite se dissocier à nouveau dans le plan P'.

La dissociation en imparfaite crée une bande de faute d'empilement de largeur C_0 d'énergie f par unité de longueur.

$$\text{A l'équilibre, on a : } f \simeq \frac{\mu |\vec{b}|^2}{24 \pi C_0}.$$

Sous l'effet d'une force appliquée F , la nouvelle largeur devient C avec

$$(F - F_{1G}) + 2f = \frac{\mu |\vec{b}|^2}{12 \pi C}$$

Ces deux formules sont obtenues pour

$$|\vec{b}_1| = |\vec{b}_2| = |\vec{b}| \frac{\sqrt{3}}{3}$$

La dislocation créée dans le nouveau plan P' ne peut rester dans ce plan que si le segment est suffisamment long ; il faut $\ell > \ell_c$ avec $\ell_c \simeq \frac{Cte}{(F' - F_{1M}^{\psi})}$, la constante est liée à l'énergie de faute d'empilement dans P'.

F' est la force obtenue en prenant la normale $\vec{n}'$ au plan P'.

Le temps moyen obtenu de recombinaison et glissement dévié est t_{GD}^{ψ} avec :

$$t_{GD}^{\psi} = \frac{Cte}{(F' - F_{1M}^{\psi}) v_0 |\vec{b}|} \exp \frac{\Delta S_{GD}}{k} \exp \frac{U_{GD}}{kT}$$

avec U_{GD} étant l'énergie d'activation de ce processus

$$U_{GD} \simeq \frac{\mu |\vec{b}|^2}{15} \text{ Log } \left[\frac{C}{|\vec{b}|} \right]^{\frac{1}{2}}$$

comme U_{GD} est positive, on a $C > |\vec{b}|$.

c) Temps de montée d'une dislocation -

Si la contrainte τ est inférieure à $\frac{\mu}{10}$, la montée en bloc n'est pas possible.

L'activation thermique aide la montée progressive par le processus proposé par Friedel: un cran doit être formé, il se propage le long de la ligne et provoque la montée.

Le mouvement d'une dislocation hors de son plan de glissement ne peut se faire sans déplacement de matière, création de lacunes ou d'interstitiels. Le sens de la force appliquée sur la dislocation dans P' impose la direction de montée. Selon que la montée provoque une augmentation

ou une diminution de volume, des lacunes ou atomes interstitiels sont créés.

Le cran a pour longueur minimum $|\vec{b}|$, le déplacement minimum est $|\vec{b}| / \sin \gamma \sin \psi$ où ψ est l'angle du plan de montée P' avec le plan de glissement P.

La valeur du temps t_M^ψ moyen nécessaire à la création et au déplacement minimum du cran sur la dislocation, est, en tenant compte que : $\frac{|\vec{b}|^2}{\sin \gamma \sin \psi} = A'' = \text{aire d'activation du processus}$

U_{FC} est l'énergie de formation du cran

$U_{F\ell}, U_{d\ell}$: énergie de formation et de déplacement d'une lacune

U_{Fi}, U_{di} : énergie de formation et de déplacement d'un interstitiel

F_S : force chimique de rappel

ΔS_M : variation d'entropie du cristal due à la montée (négligeable).

$$\frac{1}{t_M^\psi} = v_0 \exp - \frac{\Delta S_M}{k} \exp - \frac{U_{FC} + U_{Fi} + U_{di}}{kT} \cdot \frac{(F' - F_{\psi_M}) |\vec{b}|^2}{(\exp \frac{F' - F_{\psi_M}}{kT (\sin \gamma \sin \psi)} - \exp - \frac{F_S}{kT} \frac{|\vec{b}|^2}{\sin \gamma \sin \psi})}$$

Les énergies de déplacement et de formation des défauts ponctuels pour les métaux (en eV) sont :

	Lacunes	Interstitiels
$U_d + U_F$	2 à 2,5	4 à 5
U_d	0,8 à 1,2	0,05 à 0,25

soit pour Cu et Al :

	U_{di}	U_{dl}	U_{Fl}
Cu	$\simeq 0,2$	0,8	0,9
Al		0,35	0,8 à 1,2

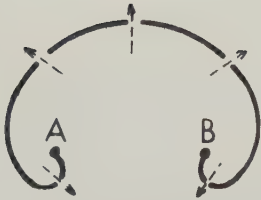
d) Temps de création de la boucle de dislocation -

Frank et Read ont proposé un exemple de création des dislocations : un arc de dislocation de longueur ℓ , ancré à ses deux extrémités, est flexible et possède une tension de ligne.

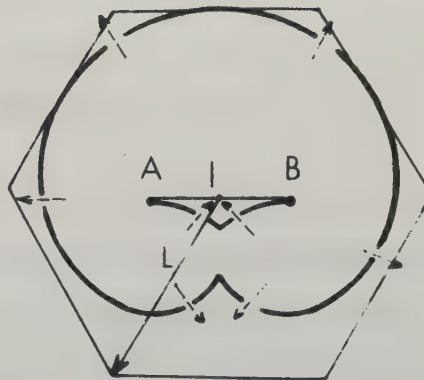
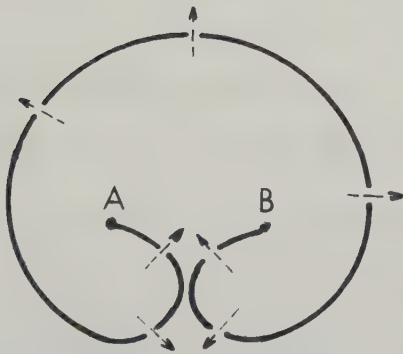
Si l'on exerce une contrainte extérieure, la dislocation s'incurve et peut se développer en spirales et émettre des boucles de dislocations. Cette émission n'est limitée que par les contraintes exercées sur la source par les boucles émises.



Type de dislocation source :
émission de boucles



πL^2 est l'aire balayée et $2\pi L$ est la longueur de la boucle créée.



Le temps nécessaire à la création de la boucle de longueur $2\pi L$ à partir du segment AB de longueur ℓ bloqué à ses extrémités peut être évalué:

$$t_c \simeq \frac{3}{2} \pi \frac{W_0}{(F - F_{1G}) C_t} + \frac{1}{C_t} \sqrt{\frac{W_0 \ell}{(F - F_{1G})}}$$

où $W_0 \simeq \mu |\vec{b}|^2$ est l'énergie par unité de longueur d'une dislocation vis.

F_{1G} est le premier seuil de glissement.

$C_t = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ est la vitesse transversale des ondes élastiques.

Le terme $\frac{1}{C_t} \sqrt{\frac{W_0 \ell}{F - F_{1G}}}$ pour une dislocation courte est pratiquement négligeable.

Si $\ell \simeq 10^{-3}$ à 10^{-4} cm et $(F - F_{1G}) \simeq 10^{-2} \mu |\vec{b}|$, $10^{-1} \mu |\vec{b}|$ on a pour l'aluminium

$C_t \simeq 3 \cdot 10^5$ cm/sec et $|\vec{b}| \simeq 3 \cdot 10^{-8}$ cm, t_c vaut 10^{-9} à 10^{-11} sec.

Si la contrainte est supérieure au deuxième seuil F_{2G} et à $F_{1G} + \frac{2W_0}{\ell}$ (le terme $\frac{2W_0}{\ell}$ est obtenu pour un rayon R de l'arc égal à $\frac{\ell}{2}$) l'équilibre n'est plus possible, le segment est susceptible d'être source. Il y a formation d'une boucle pendant le temps t_c auquel il faut ajouter le temps nécessaire au franchissement des différentes dislocations que la boucle a rencontrées.

Le segment peut être source si $\ell_s > \frac{2W_0}{F - F_{1G}}$ soit pour $\ell_s > \frac{2W_0}{F_{2G} - F_{1G}}$.

Si la contrainte est faible, la dislocation se met en arc de rayon R

$$R = \frac{W_0}{F - F_{1G}}$$

l'aire A balayée par l'arc est :

$$A \simeq R \left(R_1 \Phi_0 - \frac{\ell}{2} \cos \Phi_0 \right)$$

$$\Phi_0 = \arcsin \frac{\ell}{2R} \simeq \frac{\ell}{2R}$$

d'où

$$A \simeq \ell^3 \frac{F - F_{1G}}{16 W_0}$$

Le nombre de boucles émises par chaque source est lié au temps t_c de création de la boucle et au temps t_A de déplacement pour balayer l'aire $A = \pi L^2$

$$t_A = \sum \rho n' \pi L^2 \cdot t_{FD}$$

avec : $\rho n'$ = densité par unité de surface de segments d'un système perçant P

t_{FD} = temps moyen de franchissement d'une dislocation

le signe $\sum$ est étendu à tous les systèmes perçant P .

Pendant le temps dt , le nombre dP de boucles est donc :

$$dP = K.N. \frac{dt}{t_c + t_A}$$

où K représente la fraction des segments susceptibles d'être sources.

Sachant que pour être source, le segment doit avoir une longueur $\ell_s > 6\ell$ (ℓ étant la longueur moyenne de segments en nombre N par unité de masse), on a : $K \leq \exp - 6$.

La boucle peut être « bloquée » par les dislocations du système perçant P avec formation de crans. Le nombre de crans sur la boucle est : $K_c (\rho N', \ell)$.

La boucle se décompose en segments parallèles aux directions principales (par exemple 110).

Le parcours moyen d'un segment par glissement dévié ou monté est $K_{M,D} (N', \ell)$, cette valeur est une moyenne des plus courtes distances entre deux plans contenant des segments d'un même système.

Pour les systèmes de segments vis, le nombre de segments par unité de masse participant au glissement dévié dans le plan p' faisant l'angle ψ avec P est :

$$dN'_{GD} = K_1 N \frac{dt}{t_{GD}^{\psi}}$$

Le nombre de segments par unité de masse participant à la montée dans p' est :

$$dN'_M = K_1 N \frac{|\vec{b}|^2}{\ell L' \sin \gamma \sin \psi \cdot t_M^{\psi}}$$

Sachant que $\frac{\ell L' \sin \gamma \sin \psi}{|\vec{b}|^2} t_M^{\psi}$ représente le temps mis pour balayer l'aire $L'\ell$, le segment qui parcourt L' est alors bloqué.

En cas d'application progressive de la contrainte, les auteurs montrent que K et K_1 sont des constantes.

Une partie des dislocations n'intervient plus dans le processus, elle présente la probabilité pour qu'un segment qui s'est déplacé de L rencontre une dislocation parallèle de vecteur de Burgers opposé, ou pour que le segment participe à la formation d'un sous-joint. Cette fraction est supposée constante.

2 - CALCUL DE LA VITESSE DE DEFORMATION PLASTIQUE $\frac{d\varepsilon_p}{dt}$ ET DE LA VARIATION DU TAUX DE SEGMENTS DE DISLOCATION dN_s POUR UN POLYCRISTAL -

Dans le cas d'un polycristal (agrégat de monocristaux de formes quelconques et fortement désorientés les uns par rapport aux autres), il faut écrire en tous points de chaque cristal les équations du chapitre précédent en tenant compte aux joints de la continuité de la force normale et de la température. Le problème est complexe et certaines approximations doivent être effectuées. Taylor [3], Bishop et Hill [4] ont relié la vitesse de déformation plastique $\dot{\varepsilon}_p$ dans un polycristal à la vitesse de glissement γ sur chaque mécanisme par :

$$\dot{\varepsilon}_p = \frac{1}{m} \sum \gamma \quad (\text{étendue à tous les glissements des cristaux})$$

Le coefficient m permet de définir la cisssion sur le système de glissement à partir de la contrainte appliquée σ sur le polycristal :

$$\tau \simeq \frac{\sigma}{m}$$

τ = cisssion réduite (force par unité de longueur de dislocation divisée par le module du vecteur de Burgers),

m = coefficient purement géométrique lié aux symétries de la structure et caractérisant la distribution des cristaux dans le polycristal ; pour les C.F.C. $m \simeq 3,06$.

$$\text{La force sur la dislocation est : } F = |\vec{b}| \frac{\sigma}{m}$$

Si on appelle N_s le nombre par unité de masse de petits segments de dislocations de longueur ℓ dans le polycristal, nous supposons comme Friedel [5] que la longueur moyenne des petits segments est proportionnelle à $(\rho N_s)^{-1/3}$ (où ρ est la masse spécifique) et qu'il en est de même de la plus courte distance moyenne d entre deux segments parallèles ou deux plans parallèles contenant des segments.

L'étude du monocristal nous conduit à poser pour le polycristal (en négligeant les forces de Peierls Nabarro et en supposant que les modules des vecteurs de Burgers sont tous égaux):

$$\tau_1 = \frac{\mu |\vec{b}|}{K_1 m} N \ell^{\frac{1}{2}} = \frac{\mu |\vec{b}| (\rho N_s)^{1/3}}{K_1 m}$$

et

$$\tau_2 = \frac{\mu |\vec{b}|}{K_2 m} N \ell^{\frac{1}{2}} = \frac{\mu |\vec{b}| (\rho N_s)^{1/3}}{K_2 m}$$

où $N \ell$ et N_s sont les densités de lignes de dislocations par unité de surface et le nombre équivalent de segments par unité de masse; m est le coefficient défini précédemment; K_1 et K_2 sont deux constantes caractérisant les conditions de recuit du métal.

Le premier seuil τ_1 correspond à un léger déplacement d'une dislocation dans son plan ou hors de son plan. Dans ce déplacement inférieur à la distance moyenne entre les dislocations, la dislocation ne doit alors vaincre que les actions à distance de son propre système.

Le second seuil τ_2 correspond à un déplacement important où la dislocation doit vaincre, en plus des actions de son propre système, les actions à distance et de contact des autres dislocations qu'elle rencontre.

Pour un métal cubique à faces centrées, un calcul supposant que la densité de dislocations est la même dans tous les systèmes, donne :

$$K_1 \simeq 2,2 K_2$$

La contribution au glissement pour une densité ρN de dislocations par unité de volume balayant chacune l'aire A dans des plans de déplacement parallèles entre deux plans distants de l'unité suivant la direction $\vec{b}$: $\vec{\Gamma} = \rho N A \vec{b}$.

En reprenant les hypothèses de Zarka [6], les déplacements de dislocations provoquant un accroissement des déformations plastiques, sont, pendant le temps dt :

$$\gamma dt = |\vec{b}| \sum (\rho dP \pi L^2)$$

$$\gamma' dt = |\vec{b}| (\rho dp' L' \ell)$$

sommes étendues pour tous les systèmes.

γdt est le déplacement entre deux plans P distants de l'unité suivant la direction $\vec{b}$,

$\gamma' dt$ est le déplacement entre deux plans P' distants de l'unité suivant la direction $\vec{b}$.

Les plans P' sont parallèles aux dislocations du système.

dP est le nombre de boucles (ou de lignes) de dislocations par unité de masse (les boucles se dé-

composent en segments de systèmes différents par leur orientation) créées par les sources.

Les boucles dP balaient une aire moyenne égale à πL^2 avant d'être bloquées sur les dislocations qui percent leur plan P. Parmi les segments bloqués à l'instant t, certains en nombre dp' par unité de masse, peuvent se déplacer par glissement dévié ou par montée dans d'autres plans P' chacun sur une distance moyenne L'. Certains, en nombre g' dp' ont pu se disposer en sous-joints ou s'annihiler avec d'autres segments parallèles et de vecteur de Burgers opposé.

Les grandeurs (N_s, ℓ) caractérisant un système, sont modifiées, chaque boucle créée se décompose en segments de longueur $S = sL$ et, pendant le temps dt, on a :

$$dN = dP - \sum g' dp'$$

$$d(N_s \ell) = dP sL - \sum g' dp' \ell$$

$$d\ell = \frac{dP}{N_s} (sL - \ell)$$

Durant le temps dt, la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}_p$ et du taux de segments de dislocation $\dot{N}_s$ est :

$$\dot{\epsilon}_p = \frac{|\vec{b}|}{m} \left(\rho \frac{dP}{dt} \pi L^2 + \rho \frac{dp'}{dt} L' \ell \right)$$

$$\dot{N}_s = 3 \pi \frac{L}{\ell} \frac{dP}{dt} - \frac{3}{2} g' \frac{dp'}{dt}$$

nous supposons que les nombres dP et dp' sont de la forme :

$$dP = N \ell^{3/2} \cdot T \cdot dt$$

$$dp' = N \ell^{3/2} \cdot T' \cdot dt$$

où T et T' sont l'inverse du temps nécessaire pour qu'une dislocation se forme et balaie l'aire πL et l'inverse du temps nécessaire pour qu'une dislocation se déplace par glissement dévié et parcourt dans le nouveau plan L'.

Pour la création de la dislocation, on a simultanément un épanouissement de la ligne, ce qui demande le temps t_c , et un franchissement des obstacles, ce qui demande le temps t_F .

De même, pour le glissement dévié, on a, à la fois, une combinaison de la dislocation en une dislocation parfaite dans le plan initial, ce qui demande le temps t_G et le franchissement d'une distance critique dans le nouveau plan, ce qui demande le temps t_F .

Les valeurs T et T' peuvent être prises égales à :

$$T = \frac{1}{t_c + t_F} \quad \text{et} \quad T' = \frac{1}{t_G + t_F}$$

Les calculs de t_c , t_F , t_G et t_F ont été effectués précédemment.

En appelant Y la fonction échelon unité signifiant que : si $\tau < \tau_2 \rightarrow T = 0$,
 $\beta \tau < \tau_2 \rightarrow T' = 0$ (β est un coefficient définissant la contrainte moyenne appliquée sur le plan de
 glissement dévié), on peut calculer $\dot{\epsilon}_p$ et $\dot{N}_s$.

3 - INFLUENCE DE LA VISCOSITE SUR LE COMPORTEMENT DES DISLOCATIONS. APPLICATION AU CALCUL DE LA DEFORMATION PLASTIQUE ϵ_p

Pour les contraintes σ supérieures au seuil σ_2 , les dislocations franchissent les
 obstacles de la forêt de dislocations.

La vitesse de déplacement γ pour une densité N_M de segments de dislocations, est
 reliée à la vitesse v du segment selon : $\gamma = N_M b v$.

Toute force F exercée sur la dislocation par application de la contrainte σ crée une
 cisssion τ dans le plan de glissement. Dans le cas d'un polycristal, on a :

$$F = |\vec{b}| \frac{\sigma}{m} = |\vec{b}| \tau$$

Le coefficient d'amortissement B (fonction de la viscosité η du milieu) relie la force
 F à la vitesse v acquise par la dislocation selon :

$$F = B v = \tau |\vec{b}|$$

Les temps principaux qui font intervenir des déplacements de dislocations dépendent
 donc de η .

Dans la déformation des métaux à haute vitesse ($\dot{\epsilon} > 10^3 \text{ s}^{-1}$), on peut considérer
 que la déformation dépend principalement de l'amortissement visqueux B des dislocations. En effet,
 la longueur du parcours d_{90} pour laquelle la dislocation atteint 90 % de sa vitesse limite v_ℓ vaut :

$$d_{90} = 1,4 v_\ell \frac{m}{B}, \quad \text{avec} \quad v_\ell = \frac{\tau b}{B}$$

où m est la masse de la dislocation par unité de longueur et τ la contrainte exercée.

Les mesures de frottement interne [7] et d'atténuation des ultra-sons ([8], [9]),
 conduisent à donner à B une valeur d'environ $10^{-4} \text{ dyn. s. cm}^{-2}$ à la température ambiante. Si l'on
 admet que $V/10 < v_\ell < 2 V/3$ où V est la vitesse du son, on calcule que :

$$8. |\vec{b}| < d_{90} < 50 |\vec{b}|$$

Ainsi la dislocation atteint sa vitesse limite au bout d'un parcours de quelques dis-
 tances atomiques.

En considérant que la vitesse des dislocations vaut v_ℓ dans le cas de grands glisse-
 ments, on peut écrire que la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}_p$ est directement fonction de B et
 de la densité N_M des dislocations mobiles.

$$\dot{\epsilon}_p = \frac{N_M b^2 \tau}{B}$$

Le coefficient B varie suivant le type de dislocation ; on appellera B_v et B_c respectivement les coefficients d'amortissement d'une dislocation vis et d'une dislocation coin.

La viscosité η est fonction de la température et dépend du comportement électronique et phonique du milieu. Nous montrerons l'importance de η_e et de η_p pour certains domaines de température et nous chercherons à expliquer les courbes expérimentales de déformation de mono et polycristaux de métaux cfc et hc selon la température. Calculons les coefficients B_v et B_c pour des dislocations vis et coin :

1) Calcul de B_v -

La relation entre la force de cisaillement appliquée T_{12} , la contrainte de cisaillement S_{12} et sa vitesse $\dot{S}_{12}$ peut se mettre sous la forme :

$$T_{12} = \mu_0 S_{12} + \eta \dot{S}_{12}$$

sachant que $\mu = \mu_0 + j \omega \eta$.

La perte d'énergie par élément de volume est :

$$(T_{12} \dot{S}_{12}) dx dy dz = (\mu_0 S_{12} \dot{S}_{12} + \eta \dot{S}_{12}^2) dx dy dz$$

dans le cas d'une dislocation vis, on prend un système de coordonnées cylindriques et la contrainte de cisaillement en un point distant de r du cœur de la dislocation vaut :

$$S_{\theta z} = \frac{b}{2 \pi r}$$

où $\vec{b}$ est le vecteur de Burgers de la dislocation.

Considérons un élément de volume fixe dans l'espace. Si la dislocation se déplace à la vitesse v , la valeur de r_1 (distance à un point P à l'angle θ) change en r_2

$$r_2 : (r_1^2 + (vdt)^2 - 2 r_1 (vdt) \cos \theta)^{\frac{1}{2}}$$

$$r_2 = r_1 \left(1 - \frac{vdt}{r_1} \cos \theta \right)$$

La variation de la contrainte de cisaillement est alors :

$$\Delta S_{\theta z} = \frac{b}{2 \pi} \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right)$$

$$\frac{\Delta S_{\theta z}}{\Delta t} = \dot{S}_{\theta z} = \frac{\frac{b}{2 \pi} \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right)}{dt}$$

$$\dot{S}_{\theta z} = \frac{b}{2 \pi} \frac{v \cos \theta}{r_1^2}$$

$$\text{L'énergie dissipée est : } T_{\theta z} \cdot \dot{S}_{\theta z} = \eta \dot{S}_{\theta z}^2$$

En intégrant sur un cylindre de longueur unité, entourant la dislocation :

$$W = \frac{b^2 v^2 \eta}{4 \pi^2} \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} \frac{\cos^2 \theta}{r^4} d\theta = \frac{b^2 v^2 \eta}{8 \pi a_0}$$

a_0 rayon du coeur de la dislocation.

Or $F = T_{13}$ $b = vB$ et l'énergie dissipée $W = F.v$, donc :

$$W = v^2 B = \frac{b^2 v^2 \eta}{8 \pi a_0}$$

$$B_v = \frac{b^2 \eta}{8 \pi a_0}$$

La valeur du rayon du coeur de la dislocation est discutée [10], on prend en général :

$$a_0 = \frac{\mu b^2}{8 \pi \gamma}$$

où γ est un terme d'énergie par unité de surface.

Une valeur raisonnable de γ est $\gamma = 1000 \text{ ergs/cm}^2$, ce qui correspond à $a_0 \simeq \frac{b}{6}$.

$$\text{Pour une dislocation vis : } W = \frac{36 \eta v^2}{8 \pi} = 1,43 \eta v^2$$

$$\text{soit } B_v \simeq 1,43 \eta \text{ pour } a_0 = \frac{b}{6}.$$

2) Calcul de B_c -

Un calcul analogue au précédent permet de déterminer la valeur de la viscosité B_c attribuée à une dislocation coin.

Le coeur de la dislocation coin a un rayon :

$$a_{0c} = a_{0v} (1 - \nu)$$

où ν est le coefficient de Poisson.

Dans ce cas, les calculs de Cottrell [10] montrent que :

$$S_{r\theta} = \frac{b \cos \theta}{2 \pi r (1 - \sigma)}$$

$$\Delta S_{r\theta} = S_{rr} + S_{\theta\theta} + S_{zz} = \frac{\mu b \sin \theta}{3 \pi K (1 - \sigma) \gamma}$$

$$K = \lambda + 2 \mu / 3$$

σ = coefficient de Poisson.

La dislocation subit une perte d'énergie due à la viscosité de cisaillement η , et une perte due à la viscosité de compression χ . Celles-ci sont évaluées comme précédemment, et l'on trouve :

$$W = \frac{3}{4} \left(\frac{b^2 \eta v^2}{8 \pi (1-\sigma)^2 a_0^2} \right) + \frac{1}{72} \pi \left(\frac{\mu^2 v^2 \chi}{K^2 (1-\sigma)^2 a_0^2} \right)$$

$$B_c = \frac{3}{4} \frac{b^2 \eta}{8 \pi (1-\sigma)^2 a_0^2} + \frac{1}{72} \pi \frac{\mu^2 \chi}{K^2 (1-\sigma)^2 a_0^2}$$

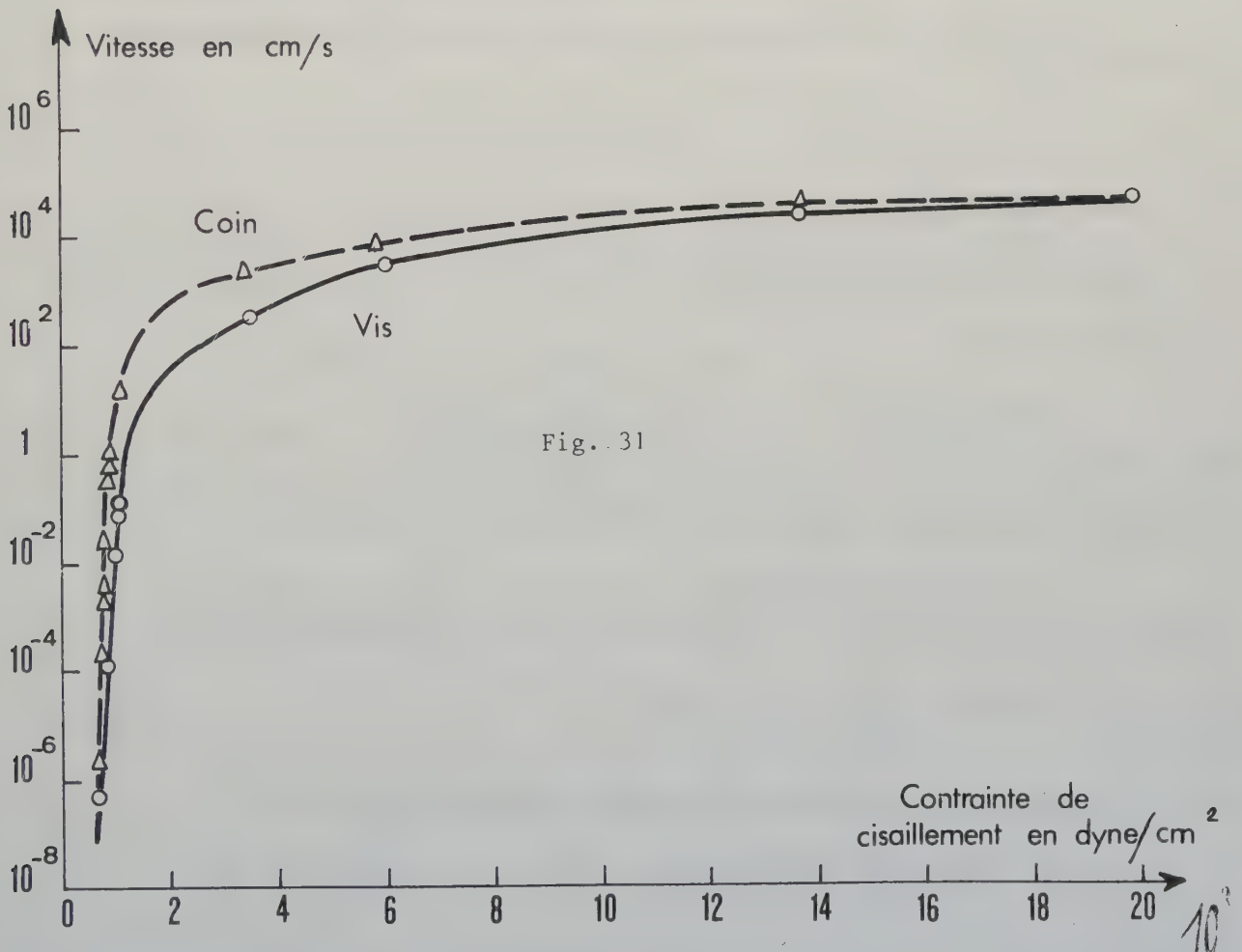
$$B_c \approx \frac{3}{4} \frac{b^2 \eta}{8 \pi (1-\nu)^2 a_{0v}^2}$$

Les valeurs de B_v et B_c dépendent donc de la détermination de η et a_0 .

La valeur de B dépend du coeur de la dislocation a_0 . Si les dislocations se déplacent relativement lentement (vitesse très inférieure à la vitesse du son), a_0 peut être déterminée par la non-linéarité des constantes d'élasticité. Mason [11] estime dans ce cas que a_0 est de l'ordre de $3b/4$.

La vitesse v dépend de la contrainte σ et aux fortes contraintes, cette vitesse tend vers une valeur limite fonction de B .

Jhonston et Gilman [12] ont pu mesurer à l'ambiante, la vitesse de la dislocation en fonction de la contrainte appliquée par déplacement des figures de corrosion (voir figure ci-dessous) sur le fluorure de lithium.



Ces courbes montrent qu'au delà de $2 \cdot 10^8$ dynes/cm², la vitesse des dislocations pour le fluorure de lithium est proche d'une constante. Au-delà de $2 \cdot 10^8$ dynes/cm², les dislocations se déplacent à peu près librement dans la forêt de dislocations. Dans le cas des métaux, peu de mesures ont été effectuées.

Nous avons calculé les termes d'amortissement B_c et B_v fonction de η pour les différentes dislocations. La viscosité η dépend des interactions entre les ondes de cisaillement et les particules telles que les électrons, les phonons,

Nous allons successivement expliciter les termes η_p (viscosité due aux phonons), η_D (diffusion des phonons), η_e (viscosité due aux électrons).

3) Viscosité due aux phonons -

Une onde de cisaillement se propageant dans un métal subit une atténuation due à un mécanisme thermique appelé viscosité des phonons.

La première étape de la relaxation a été étudiée par Mason [13].

3.1 - Coefficient de viscosité -

Mason a montré que l'application soudaine d'une contrainte accroît le module d'élasticité d'une quantité :

$$\Delta c = 3 E_0 \frac{\sum_i (\gamma_i^j)^2}{n}$$

E_0 = densité d'énergie thermique

γ_i^j = nombre de Grüneisen associé au mode i et à la contrainte j

n = nombre de modes

C'est Maxwell qui, le premier, a montré que l'augmentation Δc du module d'élasticité, à la suite de l'application d'une contrainte, équivaut à la viscosité η d'un gaz, à cause du temps de relaxation nécessaire pour que les molécules reviennent à leur état d'équilibre.

Pour un corps solide de volume V_0 , si V_t et V_l sont les vitesses transversales et longitudinales du son, le nombre total de vibrations dans un intervalle de fréquences df est donné par :

$$Z(f) = 4 \pi \cdot V_0 \left[\frac{2}{V_t^3} + \frac{1}{V_l^3} \right] f^2 df$$

La fréquence limite de Debye f_d commune aux deux modes est :

$$f_d^3 = \frac{9 N}{4 \pi V_0} \left[\frac{2}{V_t^3} + \frac{1}{V_l^3} \right]$$

où N est le nombre total de fréquences égal au nombre de particules dans le volume. Chaque vibration

a une énergie associée à cette fréquence égale à :

$$\frac{\hbar \omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1}$$

La sommation de ces énergies permet d'obtenir E_0 .

Les formes des spectres sont complexes et l'obtention de la vitesse moyenne $\bar{V}$ de Debye associée aux divers modes, est difficile.

Le temps de relaxation τ est relié à la conductivité thermique K et à la chaleur spécifique C_v par :

$$\tau = \frac{\bar{\ell}}{\bar{V}} \text{ avec } \bar{\ell} = \frac{3K}{C_v \bar{V}}$$

où $\bar{\ell}$ est le libre parcours moyen des phonons, soit : $\tau = \frac{3K}{C_v \bar{V}^2}$

et la viscosité du gaz équivalent : $\eta = \Delta c \cdot \tau = \frac{DE_0 K_p}{\rho C_v \bar{V}^2}$

D = constante non linéaire déterminée à partir des nombres de Grüneisen

E_0 = énergie thermique totale, somme des énergies des modes possibles de vibration du métal

ρ = densité

τ = temps de relaxation entre les phonons chauds et froids.

Pour un métal, la conductivité thermique est surtout due aux électrons, et par conséquent, la viscosité due aux phonons est beaucoup plus faible que pour le quartz ou pour les semi-conducteurs tel que germanium.

Pour un métal, la viscosité phonique est connue :

$$\eta = \frac{E_0 K_p}{C_{vp} \bar{V}^2}$$

où K_p et C_{vp} sont respectivement la conductivité thermique et la chaleur spécifique dues aux phonons.

Pratiquement, la chaleur spécifique due aux électrons est de la forme :

$$C_{ve} = \beta \tau$$

où β dépend du métal ($\beta_{Al} = 3,3 \times 10^{-4}$ cal par mole par degré Kelvin et $\beta_{Cu} = 1,78 \times 10^{-4}$ cal par mole).

Le rapport entre la conductivité thermique due aux électrons et celle due aux phonons est:

$$\frac{K_e}{K_p} = \frac{C_e \bar{c} \bar{\ell}_e}{C_p \bar{V} \bar{\ell}_p} \quad \text{ou} \quad \frac{K_e}{K_p} = \frac{C_{ve} \bar{c} \tau_{ep}}{C_{vp} \bar{V}^2 \tau_{pe}}$$

$\bar{c}$ est la vitesse de Fermi des électrons τ_{ep} , leur temps de relaxation (interaction électron-phonon

τ_{pe} est le temps de relaxation phonon-électron, C_e et C_p les chaleurs spécifiques électronique et

phonique.

La vitesse de Fermi des électrons est donnée en fonction de leur nombre N par cm^3 et de leur masse m par :

$$\bar{c} = \frac{(3 \pi^2 N)^{1/3} \hbar}{m}$$

En utilisant un modèle simple pour les cristaux cubiques, Leibfried et Schlöman ont estimé K_p [14]

$$K_p = 3,6 a A \theta^3 / \gamma^2 T$$

a = longueur du réseau

A constante = 92,9

θ = température de Debye

γ = constante de Grüneisen

Mais cette relation n'est valable que pour $T > \theta$, et elle donne des résultats très incorrects pour la variation de K_p avec la température quand $T < \theta/10$.

Dans le rapport $\frac{K_e}{K_p}$, interviennent les temps de relaxation τ_{eP} et τ_{Pe} ; d'après

KITTEL [15], on peut, pour un métal de bonne pureté, donner aux rapports de ces temps la valeur de :

$$\frac{\tau_{eP}}{\tau_{Pe}} \sim 10^{-2}$$

La chaleur spécifique électronique C_e pour l'aluminium est $1,46 \times 10^{-5}$ T ergs/cm³ par °K, $\bar{c} = 1,43 \times 10^8$ cm/s, la vitesse moyenne de Debye vaut $\bar{V} = 3,7 \times 10^5$ cm/s (Anderson [16]). En remplaçant K_p dans la formule donnant la viscosité η , on obtient :

$$\eta = \frac{E_0 K_p}{C_{vP} \bar{V}^2} = \frac{E_0}{C_{vP} \bar{V}^2} \times \frac{K_e C_{vP} \bar{V}^2 \tau_{Pe}}{C_{ve} \bar{c}^2 \tau_{eP}}$$

soit :

$$\eta = \frac{E_0 K_e \tau_{Pe}}{\beta T \bar{c}^2 \tau_{eP}}$$

ou :

$$\eta = Cte \frac{E_0 K_e}{\bar{c}^2 T}$$

pour l'aluminium $\frac{E_0}{T} = 3,62$ cal. par mole

$$K_e = 2,22 \cdot 10 \text{ ergs cm}^2/\text{cm}^3\text{K}$$

$$\bar{c} = 1,4 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$$

pour le cuivre $\frac{E_0}{T} = 3,94$ cal par mole

$$K_e = 3,93 \cdot 10^7 \text{ ergs cm}^2/\text{cm}^3\text{K}, \quad \bar{c} = 1,58 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$$

La constante non linéaire D -

D'après Mason, elle est donnée par :

$$D = \frac{3 \left(3 \sum_i E_i (\gamma_i^i)^2 - \gamma^2 \rho C_V T_0 \right)}{E_0}$$

E_0 = densité d'énergie thermique totale à la température T_0

E_i = énergie thermique du mode i

γ_i^i = nombre de Grüneisen associé au mode i et à la contrainte S_i

Ainsi la constante D a été évaluée pour le silicium et le germanium en employant les 39 modes d'onde se propageant le long des directions $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$. Les nombres de Grüneisen étant calculés à partir des modules d'élasticité du second ordre et de la mesure des modules d'élasticité du troisième ordre.

$$-\gamma_i^i = u_i u_k + \left(\frac{N_p N_q}{2c} \right) (c_{ikpq} + u_r u_s C_{ikprqs})$$

N_p, N_q = cosinus directeurs de la direction de propagation

u_i, u_k = cosinus directeurs des déplacements de particule

c_{ikpq} = constante d'élasticité en notation tensorielle

C_{ikprqs} = module d'élasticité du troisième ordre

c = module d'élasticité contrôlant la propagation de l'onde dans la direction déterminée par N_p, N_q , et par les mouvements de particule u_p, u_s .

Par exemple, pour une onde longitudinale se propageant le long de $\langle 100 \rangle$ avec une contrainte appliquée S_{11} :

$$-\gamma_i^i = 1 + \frac{(c_{1111} + C_{11111})}{2 c_{11}}$$

que l'on notera :

$$-\gamma_i^i = \frac{3 c_{11} + C_{111}}{2 c_{11}}$$

3.2 - Diffusion des phonons -

La théorie de Leibfried [17] considère deux sources de diffusion :

- la diffusion des phonons thermiques par le champ de contrainte d'une dislocation en mouvement,
- la diffusion par les vibrations de la dislocation.

Le premier processus conduit à une contrainte de freinage qui est de l'ordre de

$$\frac{E_0}{60} \times \frac{V}{c}$$

E_0 = densité d'énergie thermique,

V = vitesse de dislocation

c = vitesse du son

Le second conduit à une contrainte de l'ordre de $\frac{E_0}{10} \times \frac{V}{c}$.

Dans le calcul, on suppose que le flux isotrope de phonons incident sur la dislocation n'est pas modifié par les diffusions phonons-phonons.

A la suite de ce travail, Lothe [18] a évalué le coefficient d'amortissement :

$$B_D = a E_0 / 10 V_s$$

a = paramètre du réseau

V_s = vitesse de l'onde de cisaillement.

Pour l'aluminium, $a = 4,05 \cdot 10^{-8}$ cm, $V_s = 3,03 \cdot 10^5$ cm/s,

$$E_0 300^\circ K = 44,25 \cdot 10^9 \text{ ergs/cm}^3$$

B_D est généralement faible devant B_P ; pour l'aluminium à l'ambiante, on a :

$$\frac{B_D}{B_P 300^\circ K} \sim 4,5 \cdot 10^{-2}$$

4) Influence des ondes électriques -

Mason a décrit les interactions électrons-dislocations par un mécanisme du même type que celui étudié pour les interactions phonons-dislocations.

Pippard a montré que les champs électriques et magnétiques produits par une onde de contrainte dans un métal, obligent les électrons à se déplacer de manière à maintenir un courant neutre. Le résultat est que les électrons donnent une vitesse égale à la vitesse de la particule de l'onde. Le moment imparti aux électrons peut être échangé entre des surfaces se déplaçant à des vitesses peu différentes et produit une viscosité électronique qui peut amortir une onde se propageant dans le métal.

Mason, Pippard et Morse ont calculé le coefficient de viscosité pour une surface de Fermi sphérique :

$$\eta_e = 9 \cdot 10^{11} \hbar^2 (3 \pi^2 N)^{2/3} / 5 e^2 \rho$$

$\hbar = h/2 \pi$

e = charge électronique

N = nombre d'électrons par cm^3

ρ = résistivité

On relie le coefficient d'amortissement à la viscosité en appliquant les formules établies précédemment pour les dislocations vis et coin. La valeur de B_e dépend encore du rayon du coeur de la dislocation. Blount [41] a montré que, la contrainte devenant très grande près de la dislocation, il y a saturation de l'amortissement.

La condition de saturation établie par Blount est :

$$\eta \ell_e S E / m v^2 \sim 1$$

η = nombre d'ondes

ℓ_e, m, v = libre parcours moyen, masse, vitesse de l'électron .

Dans le cas d'un potentiel de déformation E de l'ordre de 5 eV (généralement associé à une surface de Fermi sphérique), ceci correspond à une contrainte S de $5 \cdot 10^{-2}$, équivalent à un rayon a_0 de 10^{-7} cm.

On admet en général que le coeur a_0 de la dislocation vaut 10^{-7} cm, ce qui donne un coefficient d'amortissement électronique B_e égal à :

$$B_e = 3,25 \cdot 10^{-3} \eta_e .$$



Chapitre 2

CALCUL DES COEFFICIENTS D'AMORTISSEMENT VISQUEUX SELON LA TEMPERATURE

I. ALUMINIUM -

I.1 - Diffusion des phonons -

D'après la formule de Leibfried :

$$B = \alpha E_0 / 10 V_s$$

$$\alpha = 4,05 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

$$V_s = 3,17 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$$

$$\theta_d = 430^\circ \text{ K}$$

I.2 - Viscosité due aux phonons -

Si l'on prend : $a_0 \simeq 3 b/4$

$$b = 2,86 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

$$\text{d'où : } B = 0,071 (D E_0 K_p / C_v \bar{V}^2)$$

Le module d'élasticité du troisième ordre de l'aluminium n'ayant pas été calculé, on ne peut évaluer directement la constante non linéaire D .

Mason et Rosenberg [19] avaient choisi $D = 3,95$, mais ceci est déjà en désaccord avec les expériences de Borman, Wood et Vreeland [20].

Ferguson, Kumar et Dom [21] suggèrent la valeur de 15, considérant les résultats obtenus pour le cadmium et le cuivre (respectivement 75 et 42,6) que nous adopterons pour le moment.

$$\bar{V} = 3,59 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$$

Pour les très basses températures, nous calculerons K_p en appliquant la formule de Kittel.

$$C_e = 1,46 \cdot 10^3 \cdot T$$

$$\bar{C}_e = 1,43 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$$

E_0 et C_v sont calculés à partir des tables de l'American Institute of Physics Handbook [22].

1.3 - Viscosité due aux électrons -

Mason estime qu'une valeur raisonnable de a_0 est 10^{-7} cm.

Le coefficient d'amortissement est donc :

$$B = 3,25 \cdot 10^{-3} \left(\frac{9 \cdot 10^{11} \hbar^2 (3 \pi^2 N)^{2/3}}{5 e^2 \rho} \right)$$

$$\hbar = 1,054 \cdot 10^{-27} \text{ erg s}$$

$$N = 6,06 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

$$e = 4,8 \cdot 10^{-10}$$

T °K	C_v cal mole °K	E_0 erg cm ³	$\frac{DE_0}{C_v \bar{V}^2}$	K	ρ Ω . cm	B_{dp} dyne.s. cm ²	B_p dyne.s. cm ²	B_e dyne.s. cm ²
		$\cdot 10^{-8}$	$\cdot 10^{10}$	$\cdot 10^{-7}$	$\cdot 10^{-8}$	$\cdot 10^5$	$\cdot 10^3$	$\cdot 10^7$
4					0,53			7,9
10					0,53			7,9
20					0,67			6,24
30	0,159	0,130	8,55	0,2	1,18	0,0153	0,121	3,54
40	0,368	0,3	11,7	0,259	2,86	0,038	0,19	1,46
50	0,683	0,473	15,77	0,258	6,66	0,061	0,28	0,628
60	1,07	0,91	18,9	0,264	11,12	0,116	0,35	0,376
70	1,51	1,34	23,15	0,261	20	0,171	0,41	0,209
80	1,95	2,165	28,55	0,241	34	0,277	0,47	0,123
90	2,36	3,4	34,1	0,222	45	0,435	0,54	0,093
100	2,74	4,58	40,1	0,212	56	0,586	0,60	0,075
125	3,52	8,7	56,8	0,183	84	1,11	0,72	0,05
150	4,09	12,9	76,1	0,157	117	1,65	0,85	0,036
175	4,48	17,1	97	0,135	144	2,18	0,93	0,029
200	4,79	22,2	119,2	0,118	180	2,84	1,00	0,023
250	5,16	33,2	166	0,085	230	4,24	1,11	0,018
300	5,39	44,25	217,5	0,077	280	5,65	1,20	0,015

II - P L O M B -

II.1 - Diffusion des phonons -

$$a = 4,95 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

$$V_s = 0,86 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$$

$$\theta = 105^\circ \text{ K}$$

II.2 - Viscosité due aux phonons -

$$b = 3,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

$$a_0 \simeq 3 b/4 = 2,62 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

$$\bar{V} = 0,953 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$$

$$B = 0,071 (D E_0 K_p / C_v \bar{V}^2)$$

Les mesures faites par Mason et Rosenberg en étudiant l'atténuation des ultrasons dans le plomb permettent de penser que la constante non linéaire D est de l'ordre de 1. Il n'existe que peu de mesures de la conductivité thermique du réseau. On peut en avoir une valeur approchée en appliquant la formule de Leibfried et Schlöman :

$$K_w / \text{cm}^2 = 3,6 a A \theta^3 / \gamma^2 T$$

$$A \text{ constante} = 92,9$$

$$\gamma \text{ constante de Grüneisen} = 2,65$$

$$K = 2,75/T$$

Cette formule tendant à surestimer la valeur de K, on prendra :

$$K = 2/T$$

De plus, elle n'est valable que pour $T > \theta/10$. Nous ne l'utiliserons donc que jusqu'à 20° K. Quelques mesures de Olsen et Montgomery faites entre 4° K et 10° K permettant de fixer la partie inférieure de la courbe.

II.3 - Viscosité due aux électrons -

$$B = 4,9 \cdot 10^{-3} (9 \cdot 10^{11} \hbar^2 (2 \pi^2 N)^{2/3} / 5 e^2 \rho)$$

$$N = 3,3 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

$$B = 4,2 \cdot 10^{-11} / \rho$$

T	C_v	E_o	$\frac{DE_o}{C_v \bar{V}^2}$	K	ρ	B_{dp}	B_p	B_e
$^{\circ}K$	$\frac{\text{cal}}{\text{mole } ^{\circ}K}$	$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$			$\Omega \cdot \text{cm}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$
		$\cdot 10^{-8}$	$\cdot 10^8$	$\cdot 10^{-7}$	$\cdot 10^{-e}$	$\cdot 10^5$	$\cdot 10^2$	$\cdot 10^5$
2					0,005			8,4
4					0,0063			6,66
6					0,013			3,23
8					0,03			1,4
10	0,394	0,089	1,14	0,15	0,065	0,014	0,032	0,646
12					0,13			0,323
14					0,23			0,182
16					0,35			0,12
18					0,46			0,091
20	2,015	1,24	3,1	0,1	0,58	0,198	0,058	0,073
22					0,71			0,059
30	3,46	3,76	5,48	0,066	1,3	0,60	0,067	0,032
40	4,33	7,25	8,56	0,05	2,0	1,16	0,078	0,021
50	4,83	11,5	11,95	0,04	3	1,83	0,089	0,014
60	5,135	16	15,75	0,033	3,8	2,5	0,096	0,011
70	5,34	22,8	19,7	0,0286	4,6	3,3	0,104	0,0092
80	5,475	25,7	23,8	0,025	5,4	4,1	0,11	0,0078
90	5,57	30,6	27,85	0,022	6,2	4,9	0,114	0,0068
100	5,655	35,9	31,98	0,02	7	5,7	0,119	0,006
125	5,755	48,8	42,8	0,016	9,1	7,8	0,127	0,0046
150	5,81	62	53,8	0,0133	11,3	9,9	0,132	0,0037
175	5,85	75,4	65	0,0114	13,4	12	0,137	0,0031
200	5,875	88,8	76	0,01	15	14,1	0,141	0,0028
250	5,905	116	99	0,008	19	18,5	0,147	0,0022
300	5,92	143	122	0,006	29	23,2	0,151	0,0015

PLOMB

III - CUIVRE -

III.1 - Diffusion des phonons -

$$a = 3,61 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

$$V_s = 2,35 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$$

$$\theta = 345^\circ \text{ K}$$

III.2 - Viscosité des phonons -

$$b = 2,56 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

$$a_0 = 1,92 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

Nous déduirons la conductivité thermique du réseau des mesures faites par White et Woods [23] .

Les mesures et évaluations de la constante D sont nombreuses et discordantes : en 1961, Alers et Thompson [24] estiment qu'elles sont de l'ordre de 8 ; en 1962, Stern et Granato [25] trouvent 6,5 ; un peu plus tard Suzuki aboutit à une valeur de 0,79.

Nous calculerons donc B/D, donnant à D la valeur 1, nous réservant ainsi la possibilité de prendre un chiffre qui permet de mieux rapprocher les courbes théoriques et les résultats expérimentaux.

III.3 - Viscosité due aux électrons -

$$B = \frac{b^2}{8 \pi a_0} \cdot (9 \cdot 10^{11} \hbar^2 (3 \pi N)^{2/3} / 5 e^2 \rho)$$

$$N = 8,5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

$$B = 4,21 \cdot 10^{-11} / \rho \text{ dyne.s./cm}^2$$

T	C_v	E_0	$\frac{E_0}{C_v \bar{V}^2}$	K	ρ	B_{dp}	B_p	B_e
$^{\circ}K$	$\frac{\text{cal.}}{\text{mole } ^{\circ}K}$	$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$		$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2}$	$\Omega \cdot \text{cm}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$
		$\cdot 10^{-8}$	$\cdot 10^{10}$	$\cdot 10^{-7}$	$\cdot 10^{-6}$	$\cdot 10^5$	$\cdot 10^4$	$\cdot 10^3$
15					0,0064			6,59
20					0,0071			5,94
25					0,0088			4,79
30	0,375	0,126	1,05	0,6	0,0126	0,0194	0,445	3,35
40	0,675	0,401	1,505	0,595	0,0283	0,0618	0,632	1,49
50	1,18	0,895	1,92	0,568	0,056	0,138	0,77	0,754
60	1,72	1,7	2,5	0,504	0,101	0,261	0,89	0,46
70	2,24	2,78	3,135	0,461	0,16	0,428	1,02	0,264
80	2,73	4,8	3,875	0,41	0,22	0,642	1,12	0,192
90	3,15	5,78	4,64	0,366	0,28	0,89	1,2	0,15
100	3,51	7,48	5,48	0,335	0,35	1,15	1,3	0,12
125	4,18	12,85	7,76	0,276	0,53	1,97	1,515	0,079
150	4,64	19,4	10,7	0,236	0,705	2,98	1,68	0,06
175	4,94	25,6	13,15	0,204	0,88	3,94	1,89	0,048
200	5,16	32,6	15,95	0,178	1,05	5	2	0,04
250	5,42	47,2	22	0,142	1,4	7,25	2,21	0,04
300	5,58	62,5	28,25	0,118	1,74	9,6	2,36	0,024

CUIVRE

IV - OR - ARGENT - ZINC -

IV.1 - Diffusion des phonons -

Or	$\left \begin{array}{l} a = 4,08 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \\ V_s = 1,239 \cdot 10^5 \text{ cm/s} \\ \theta = 163^\circ \text{ K} \end{array} \right.$	Argent	$\left \begin{array}{l} a = 4,08 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \\ V_s = 1,758 \cdot 10^5 \text{ cm/s} \\ \theta = 226^\circ \text{ K} \end{array} \right.$	Zinc	$\left \begin{array}{l} a = 2,67 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \\ V_s = 2,45 \cdot 10^5 \text{ cm/s} \\ \theta = 327^\circ \text{ K} \end{array} \right.$
----	--	--------	--	------	---

IV.2 - Viscosité due aux phonons -

Dans les trois cas, n'ayant aucune mesure relative à la constante D , nous calculerons B/D .

Nous évaluerons la conductivité thermique du réseau à partir de la formule de Leibfried et Schlömann.

Or	$\left \begin{array}{l} K = 335 a \theta^3 / \gamma^2 T \\ b = 2,88 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \\ K \approx 3,5 / T \\ T > \theta / 10 \end{array} \right.$	Argent	$\left \begin{array}{l} b = 2,89 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \\ K \approx 10 / T \end{array} \right.$	Zinc	$\left \begin{array}{l} b = 2,66 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \\ K \approx 70 / T \end{array} \right.$
----	--	--------	---	------	---

IV.3 Viscosité due aux électrons -

Or	$\left \begin{array}{l} N = 5,9 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3} \\ B = 3,3 \cdot 10^{-3} \eta = 4,11 \cdot 10^{-11} / \rho \end{array} \right.$
Argent	$\left \begin{array}{l} N = 5,8 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3} \\ B = 3,35 \cdot 10^{-3} \eta = 4,12 \cdot 10^{-11} / \rho \end{array} \right.$
Zinc	$\left \begin{array}{l} N = 5,74 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3} \\ B = 2,82 \cdot 10^{-3} \eta = 3,46 \cdot 10^{-11} / \rho \end{array} \right.$

T	C_v	E_0	E_0	K	ρ	B_{dp}	B_p	B_e
$^{\circ}K$	$\frac{\text{cal}}{\text{mole } ^{\circ}K}$	$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$	$C_v \bar{V}^{\frac{2}{3}}$	$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2}$	$\Omega \cdot \text{cm}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$
		$\cdot 10^{-10}$	$\cdot 10^{10}$	$\cdot 10^{-7}$	$\cdot 10^{-6}$	$\cdot 10^6$	$\cdot 10^3$	$\cdot 10^5$
10					0,013			3,16
15					0,0172			2,39
20					0,025			1,65
25					0,039			1,05
30	1,91	0,789	04,789	0,117	0,05	0,257	0,039	0,825
40	2,92	1,89	7,42	0,0875	0,13	0,623	0,046	0,344
50	3,69	3,4	9,92	0,07	0,21	1,12	0,049	0,206
60	4,23	5,17	13,9	0,058	0,3	1,7	0,057	0,142
70	4,61	7,15	17,8	0,05	0,39	2,36	0,063	0,108
80	4,88	9,26	21,8	0,0437	0,47	3,05	0,068	0,089
90	5,08	11,5	26	0,0389	0,55	3,79	0,072	0,076
100	5,24	13,85	30,3	0,035	0,64	4,56	0,075	0,065
125	5,48	20	41,7	0,028	0,86	6,58	0,083	0,048
150	5,61	26,1	53,4	0,0233	1,05	8,6	0,088	0,04
175	5,7	32,6	65,5	0,02	1,25	10,7	0,093	0,033
200	5,76	38,7	77,3	0,0175	1,45	12,75	0,096	0,029
250	5,83	52,1	102	0,014	1,84	17,15	0,102	0,023
300	5,87	65,2	127	0,0117	2,21	21,45	0,106	0,019

OR

T	C_v	E_o	$\frac{E_o}{C_v \bar{V}^2}$	K	ρ	B_{dp}	B_p	B_e
$^{\circ}K$	$\frac{\text{cal}}{\text{mole}^{\circ}K}$	$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$		$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2}$	$\Omega \cdot \text{cm}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$
		$\cdot 10^{-2}$	$\cdot 10^{10}$	$\cdot 10^{-7}$	$\cdot 10^{-6}$	$\cdot 10^5$	$\cdot 10^2$	$\cdot 10^3$
10					0,01			4,12
15					0,011			3,76
20	0,319	0,072	1,33		0,014	0,0167		2,95
25					0,02			2,06
30	0,95	0,35	2,12	0,33	0,03	0,0814	0,0498	1,38
40	1,65	0,967	3,18	0,25	0,068	0,225	0,0565	0,61
50	2,52	1,94	4,45	0,2	0,12	0,451	0,0625	0,34
60	2,77	3,23	5,91	0,167	0,18	0,75	0,07	0,23
70	3,72	4,73	7,24	0,143	0,24	1,1	0,074	0,172
80	4,13	6,56	9,3	0,125	0,3	1,525	0,0822	0,138
90	4,44	8,35	11	0,111	0,35	1,94	0,0865	0,115
100	4,68	10,55	13,1	0,1	0,43	2,45	0,093	0,096
125	5,08	16	18,4	0,08	0,58	3,72	0,104	0,071
150	5,33	21,9	24	0,067	0,74	5,08	0,114	0,056
175	5,48	28,1	29,9	0,057	0,89	6,53	0,121	0,047
200	5,59	34,3	35,9	0,05	1,05	7,96	0,128	0,0396
250	5,75	47	47,8	0,04	1,35	10,9	0,135	0,0308
300	5,79	62,4	63	0,033	1,62	14,5	0,148	0,0256

ARGENT

T	C_v	E_0	$\frac{E_0}{C_v \bar{V}^2}$	K	ρ	B_{dp}	B_p	B_e
$^{\circ}\text{K}$	$\frac{\text{cal.}}{\text{mole } ^{\circ}\text{K}}$	$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$		$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2}$	$\Omega \cdot \text{cm}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$	$\frac{\text{dyne.s.}}{\text{cm}^2}$
		$\cdot 10^{-8}$	$\cdot 10^{10}$	$\cdot 10^{-7}$	$\cdot 10^{-9}$	$\cdot 10^5$	$07 \cdot 10^3$	$\cdot 10^3$
15					0,01			3,46
20					0,0156			2,22
30	0,353	0,121	1,07		0,061	0,0132		0,566
40	0,78	0,373	1,44		0,144	0,0406		0,24
50	1,32	0,834	1,9	2	0,189	0,0908	3,8	
60	1,9	1,57	2,475	1,67	0,51	0,171	4,12	0,068
70	2,44	2,55	3,14	1,43		0,278	4,49	
80	2,92	3,78	3,89	1,25	0,95	0,412	4,86	0,0364
90	3,32	5,08	4,62	1,11		0,555	5,13	
100	3,68	6,7	5,48	1	1,44	0,73	5,48	0,024
125	4,33	11,3	7,8	0,8		1,23	6,24	
150	4,76	16,4	10,7	0,667	2,6	1,79	7,14	0,0133
175	5,03	21,9	13	0,571		2,39	7,42	
200	5,23	27,4	15,9	0,5	3,65	2,99	7,95	0,0095
250	5,47	39,7	21,8	0,4	4,8	4,33	8,72	0,0072
300	5,61	52,2	27,9	0,33	5,75	5,7	9,8	0,006

ZINC



Chapitre 3

Le mouvement des dislocations dans les métaux a été étudié en appliquant un assez grand nombre de techniques.

Les plus répandues actuellement sont :

- la méthode de la force pulsée, due à Jhonston et Gilman [26],
- la méthode d'atténuation des ultrasons due à Mason [27].

Nous vous proposons, par la mesure de la déformation de mono et polycristaux métalliques soumis à des champs magnétiques intenses et pulsés, d'étudier les directions principales d'écoulement du métal et l'influence du frottement visqueux sur la vitesse des dislocations. La détermination expérimentale du coefficient de frottement visqueux entre 4,2 et 300 K permet de faire l'examen critique des divers modèles d'interaction dislocations - phonons et dislocations - électrons.

DISPOSITIF EXPERIMENTAL -

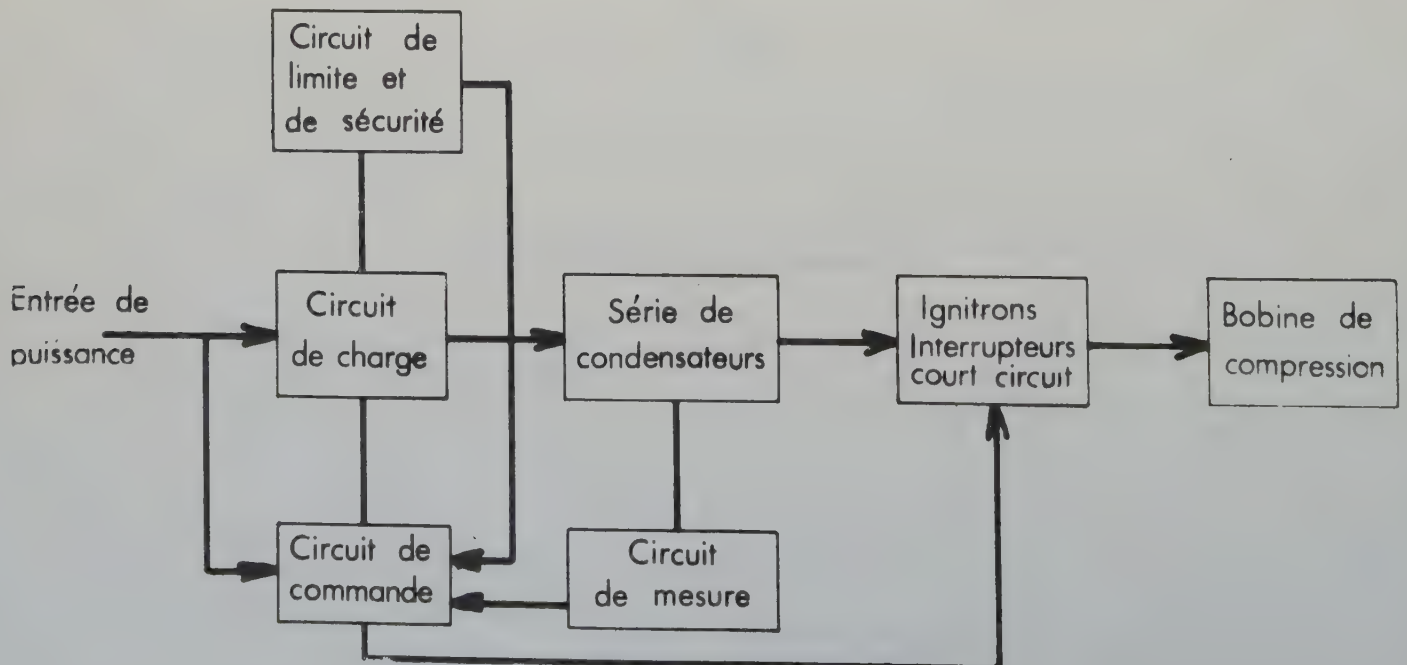
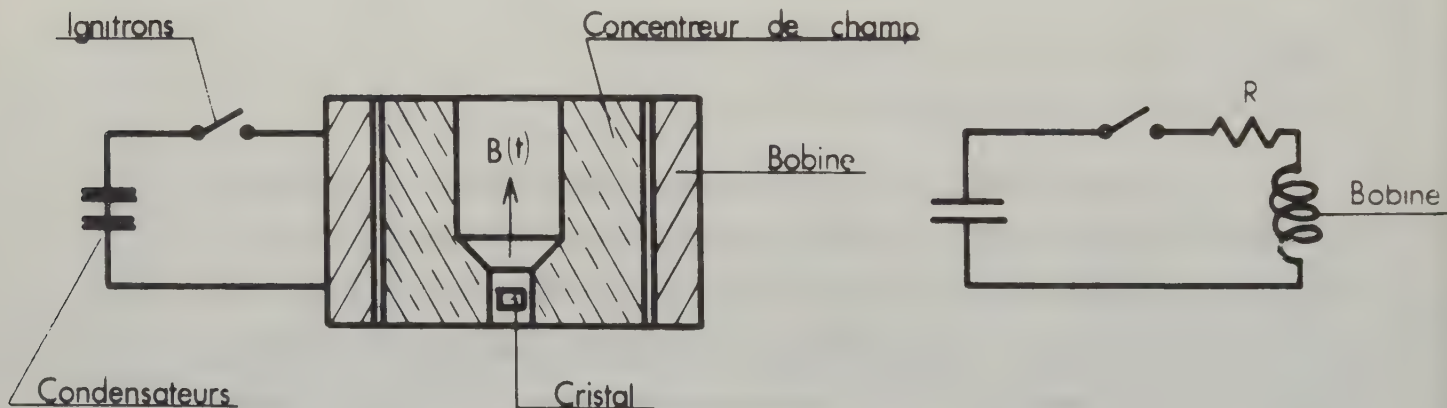
I - GENERATEUR « MAGNEFORM » -

Nous avons cherché un dispositif générateur d'efforts intenses de courte durée ; notre choix s'est porté sur un générateur de type « Magneform » de puissance 6 KJ.

Ce dispositif de grande souplesse d'utilisation permet notamment de produire les « ondes de choc magnétique » dans des enceintes cryogéniques.

Une batterie de condensateurs crée, par décharge, un champ magnétique intense (jusqu'à 60 Kgauss) et de courte durée (50 millisecondes) dans une bobine munie d'un concentrateur. Tout échantillon conducteur, placé dans le concentrateur de champ, est sollicité par des forces de Laplace et peut être déformé.

Les schémas de principe sont les suivants :



Valeur des champs magnétiques -

La valeur de l'impulsion magnétique peut être réglée et limitée par l'intermédiaire du circuit de limite de charge des condensateurs. Nous avons étalonné l'appareil, et, pour cela, nous avons mesuré les courants dans la bobine à l'aide d'un shunt et les champs $B(t)$ par une sonde placée dans le concentrateur.

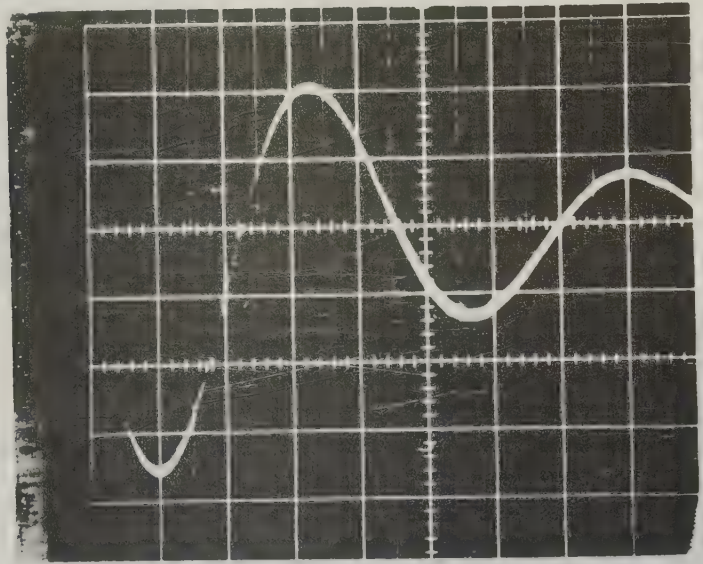
a) Mesure des courants :

Le shunt placé en série avec la bobine donne un courant

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{T}} \sin \omega t . \text{ La fréquence relevée est de } 8\,400 \text{ hertz.}$$

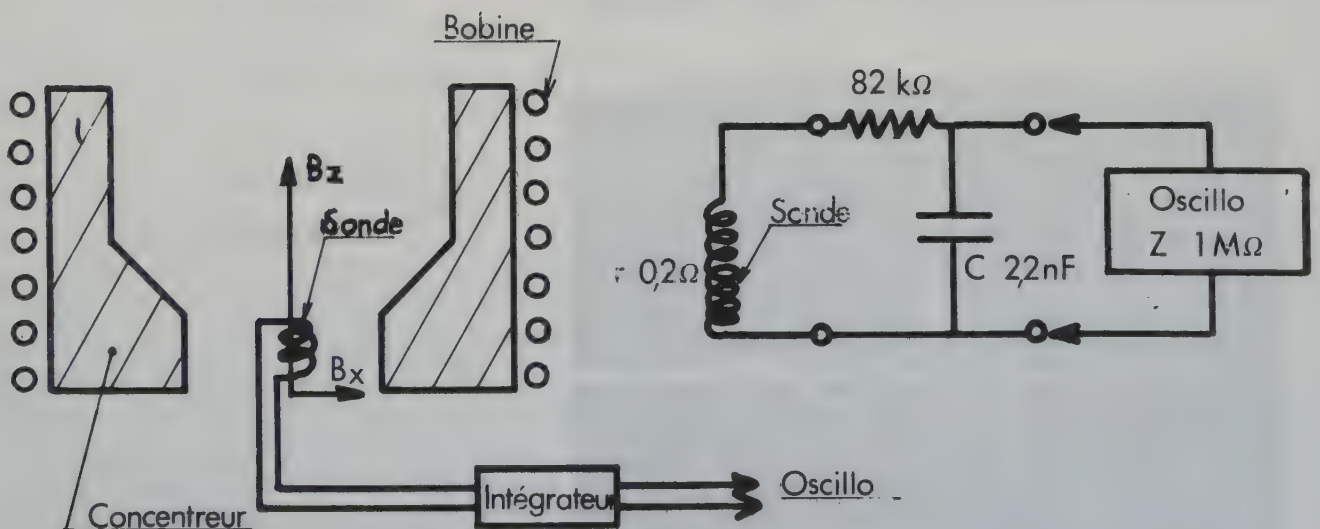
Tension aux bornes du shunt

$$\text{temps : } 1 \text{ cm} = 25 \mu\text{s}$$



A cette fréquence, l'effet de peau est important ainsi que l'effet Joule. Pour ces raisons, il est difficile d'apprécier la valeur de $I(t)$, nous avons donc fait la mesure directe des champs $B(t)$ à l'aide d'une bobine et d'un intégrateur.

b) Mesure des champs :



La fonction de transfert de l'intégrateur est $\frac{V_2}{V_1} = \frac{1}{1 + sT}$ avec $T = RC$

(V_2 : tension de sortie , V_1 : tension d'entrée).

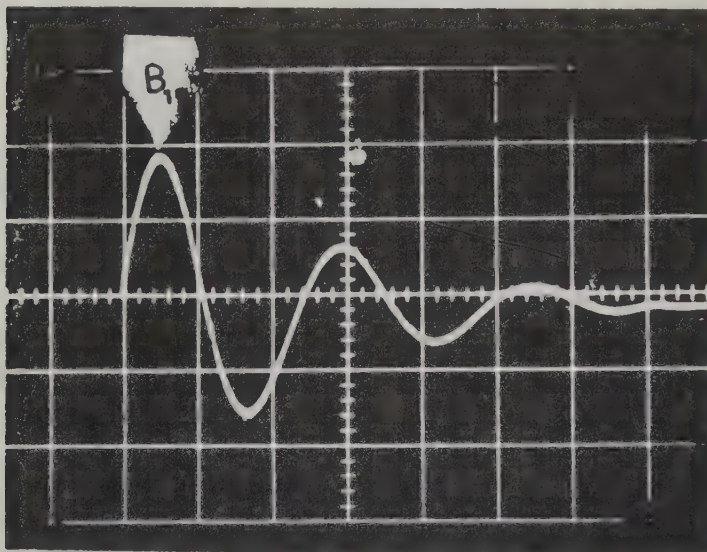
A partir des approximations asymptotiques dans le plan de Bode, on vérifie que la pulsation du phénomène ($\omega = 5,34.10^4$ rad-sec est voisine de $\frac{10}{T}$, c'est-à-dire qu'il se produit un déphasage proche de $\frac{\pi}{2}$ qui correspond à un gain de 21,5 db.

Nous avons vérifié avec un générateur moyenne fréquence (h maxi = 10^4 hertz) que la fréquence du phénomène à étudier se situe bien dans la « bande passante » de l'intégrateur.

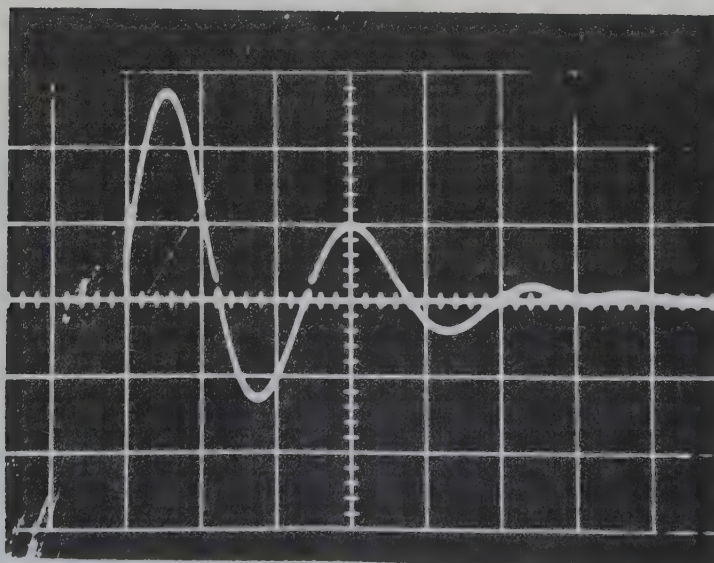
Les champs B_z et B_x obtenus dans le concentrateur montrent des impulsions allant jusqu'à $B_{1z} = 56\,500$ gauss. Le premier pic maximum est obtenu pour un intervalle de temps de 52μ sec.

On a $B_x \ll B_z$.

Les photos suivantes montrent les étalonnages de l'intégrateur et les valeurs des champs B_z et B_x à puissance de 3,6 KJ.

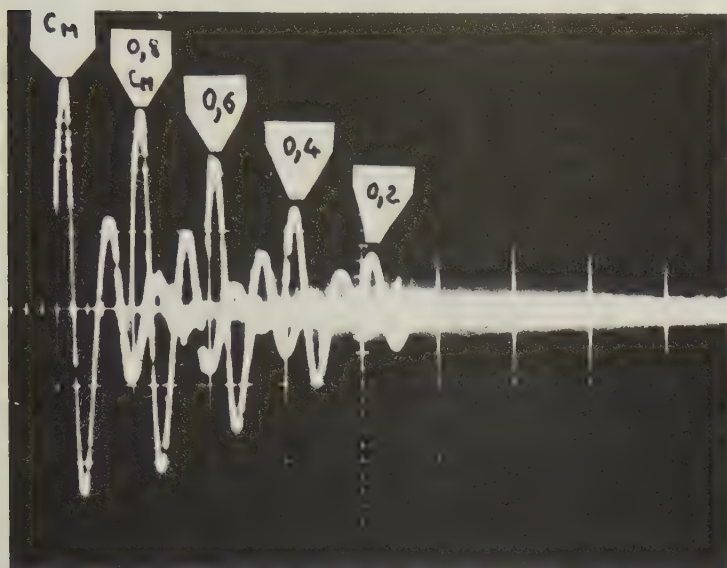


5 volts/cm
 B_z $t = 50 \mu s/cm$



0,2 volts/cm
 B_x $t = 50 \mu s/cm$

Les champs B_z se saturent aux fortes charges au-delà de 50 000 gauss, mais aux valeurs plus faibles la variation est linéaire.



Courbes des champs B_z

pour diverses charges $C_{Maxi} =$

6 KJ ;

0,8 C_M ; 0,6 C_M ;

0,4 C_M ; 0,2 C_M

Résultats -

Les impulsions magnétiques ont les caractéristiques suivantes :

$$\omega = C^{te} = 5,23.10^4 \text{ sec}^{-1}$$

$$B_x \ll B_z \text{ avec } B_x \sim 5 \text{ à } 10 \% B_z$$

courbes figures 33, 34, 35

- le temps mis pour atteindre le premier maximum B_{1z} (ou B_{1x}) est constant

$$t \text{ de } B_{1z} \text{ (ou } B_{1x}) = 25.10^{-8} \text{ sec.}$$

- la durée totale de l'impulsion est fonction de la charge et varie de 2.10^{-4} sec. à 4.10^{-4} sec.

courbe figure 36

$$B_z \text{ (ou } B_x) = B_{0z(x)} e^{-7,6 \cdot 10^3 t} \sin 5,23 \cdot 10^4 t$$

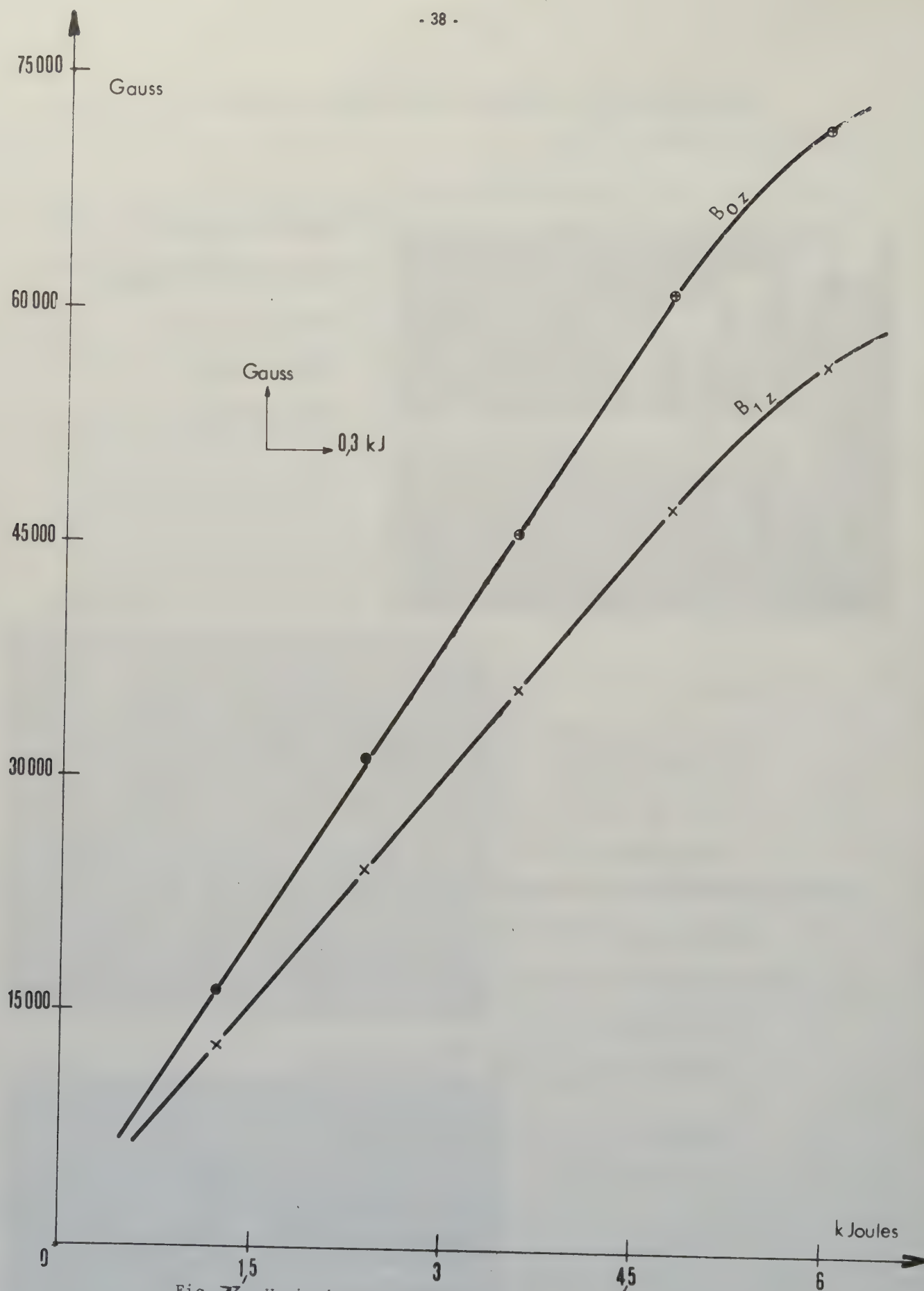


Fig. 33 - Variation du maximum de l'impulsion axiale B_{1z} en fonction de la charge.

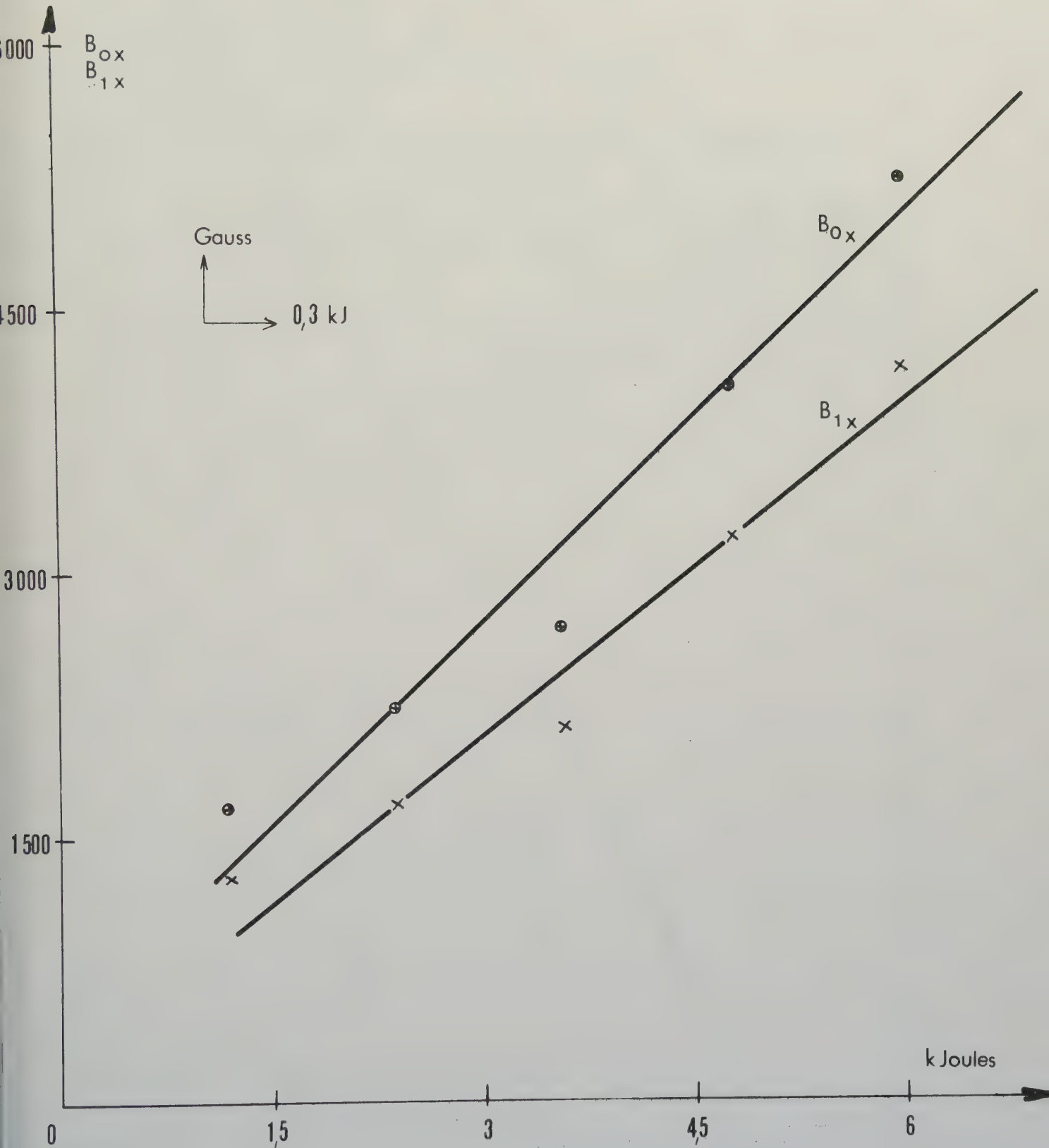


Fig. 34 - Variation du maximum de l'impulsion radiale B_{1x} en fonction de la charge.

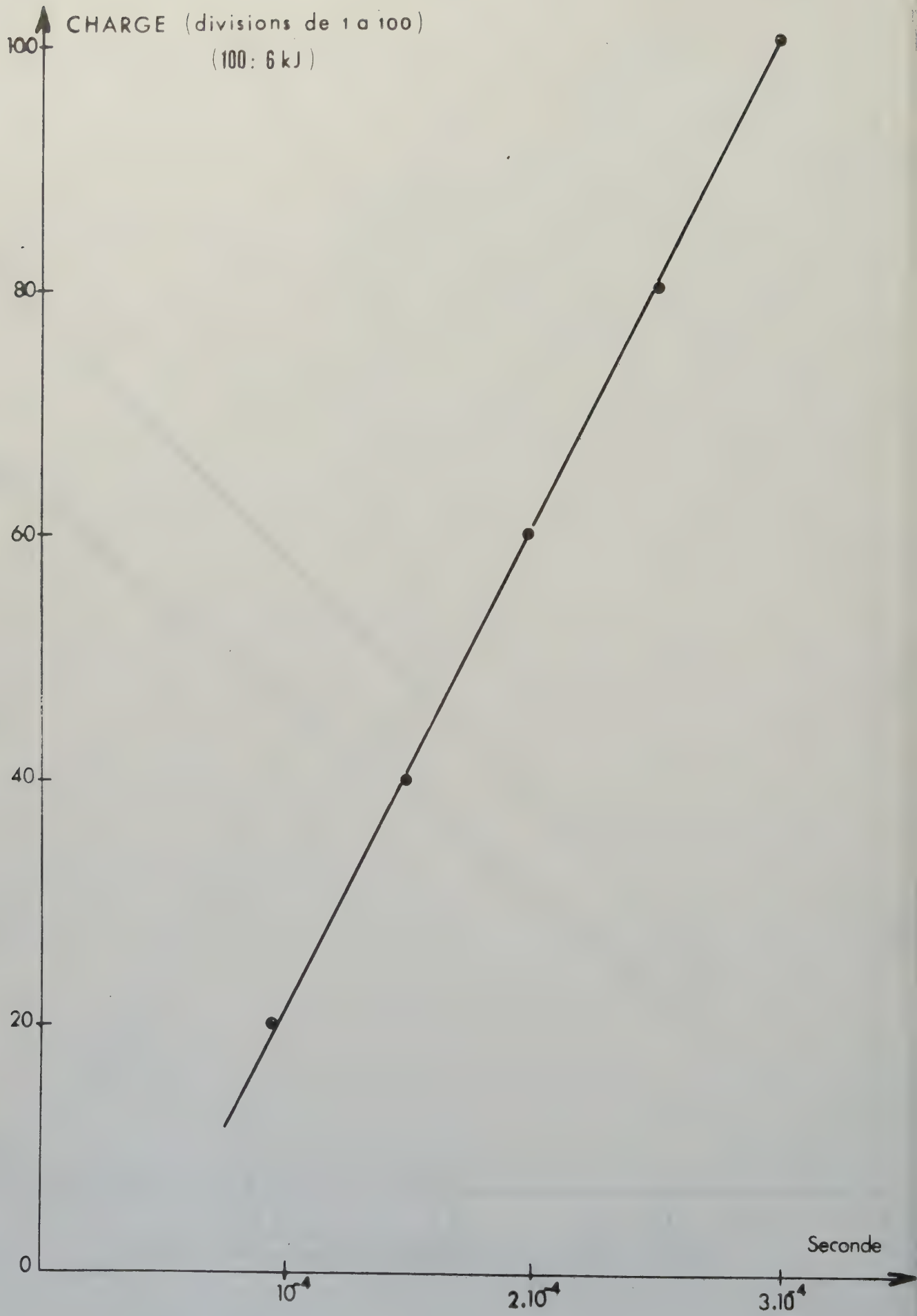


Fig. 36- Durée totale de l'impulsion avec la charge

2 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE FORMAGE SELON LA TEMPERATURE -

$$4,6^{\circ} \text{ K} < T < 293^{\circ} \text{ K}$$

La chambre froide à variation de température est en verre afin d'éviter les pertes magnétiques au cours de la traversée de l'onde dans la paroi extérieure du cryostat.

Le refroidissement est obtenu par balayage d'hélium ou d'azote gazeux dont le débit et la pression sont rigoureusement contrôlés. Un schéma en est donné figures 37 et 38.

Nous avons pu atteindre par ce procédé des températures de l'ordre de $4,6^{\circ} \text{ K}$ avec une précision de $\frac{1}{10}$ de degré Kelvin. Les basses températures sont mesurées à l'aide d'une sonde au carbone préalablement étalonnée.

POLYCRYOSTAT A VARIATION DE TEMPERATURE

Queue spéciale en verre

- 1 - Passage électrique étanche
- 2 - Passage étanche pour jauge de niveau
- 3 - Canne d'évaporation
- 4 - Passage étanche pour canne
- 5 - Orifice de dégazage de la chambre
- 6 - Raccordement électrique de l'échangeur
- 7 - Orifice de dégazage de l'enceinte hélium
- 8 - Résistance de la canne d'évaporation
- 9 - Tube de dégazage de la chambre
- 10 - Tube de récupération du gaz
- 11 - Barrière thermique
- 12 - Enceinte intérieure en verre
- 13 - Résistance chauffante
- 14 - Enceinte extérieure en verre
- 15 - Jeux de brides de liaison de l'enceinte extérieure au corps
- 16 - Jeux de brides de liaison de l'enceinte intérieure
- 17 - Echantillon
- 18 - Tube d'introduction de gaz

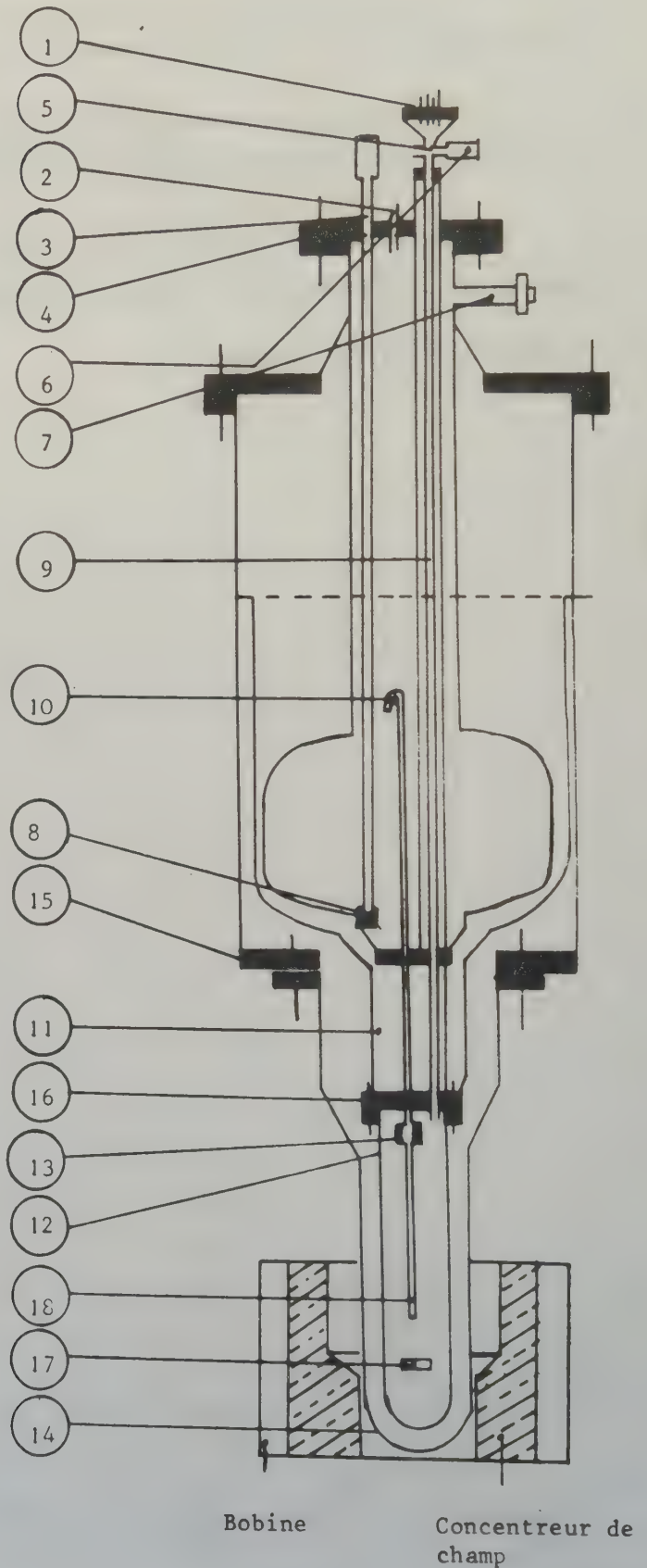


Fig 37

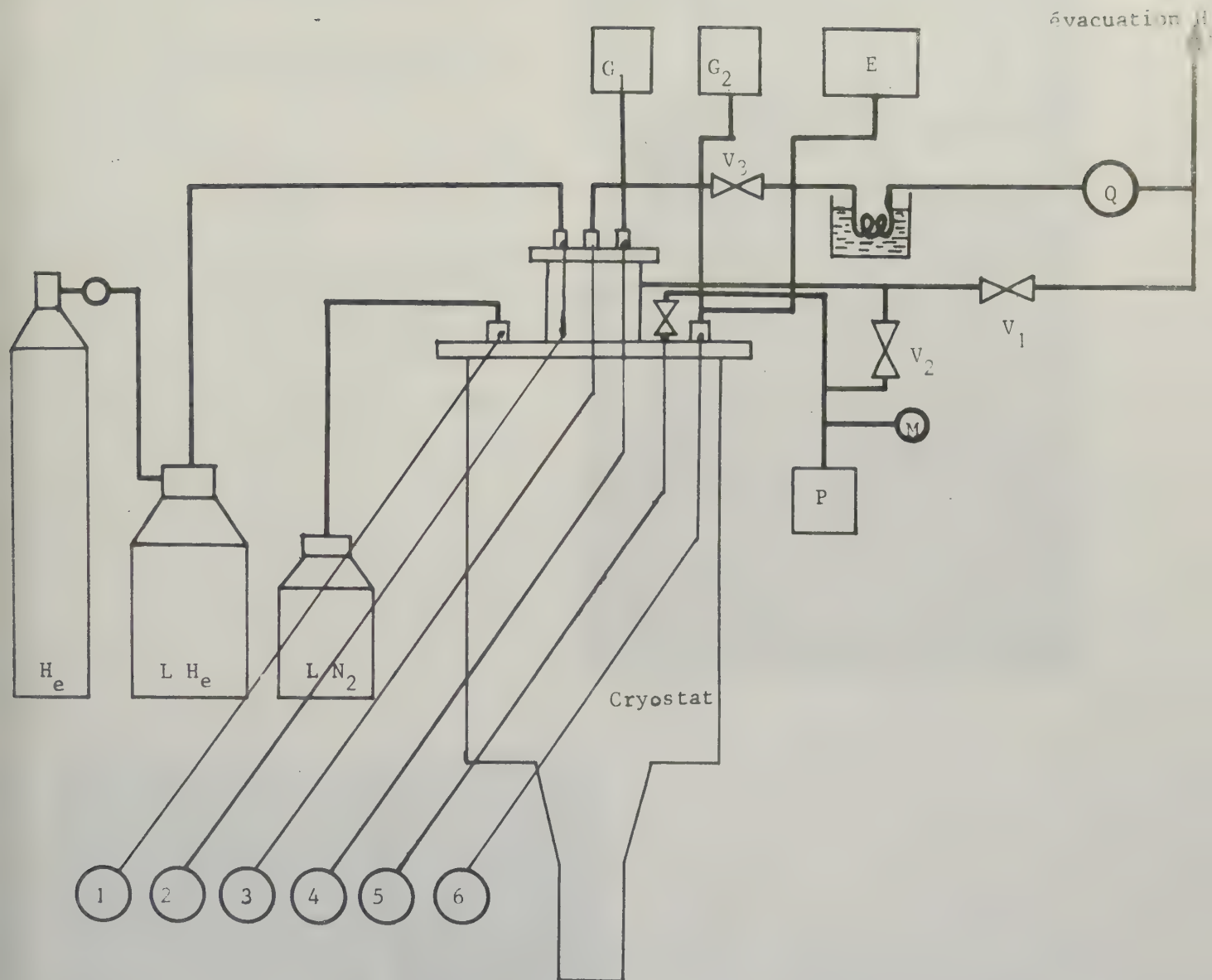


Fig.38 - Régulation de la température dans le cryostat

- (1) Remplissage azote liquide
- (2) " hélium liquide
- (3) dégazage hélium
- (4) Résistance d'évaporation
- (5) Vanne vide d'isolement
- (6) Passages étanches électriques

G_1-G_2 /alimentations électriques

E enregistreur

Q débitmètre

R réchauffeur

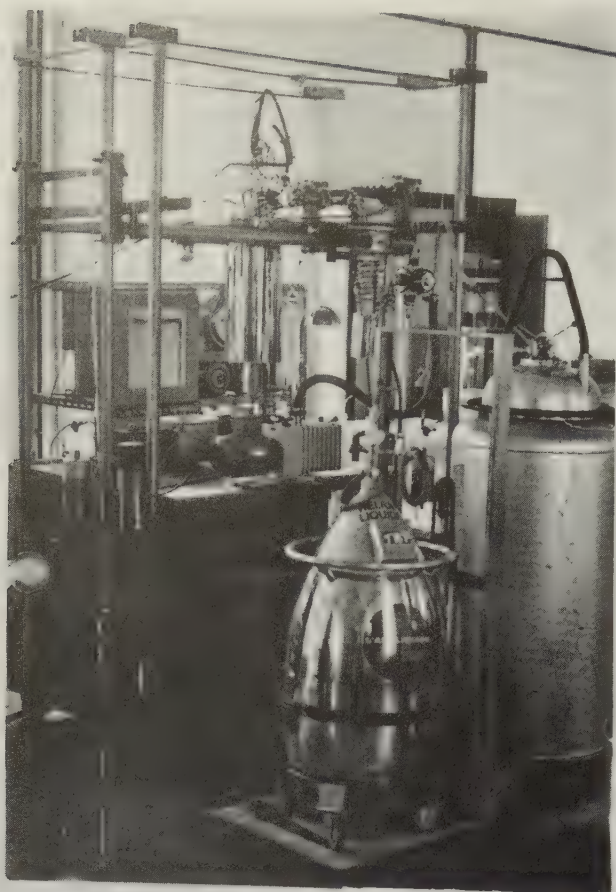
P pompes à vide

M manomètre à vide

V_1 vanne d'isolement du cryostat

V_2 vanne de purge du cryostat

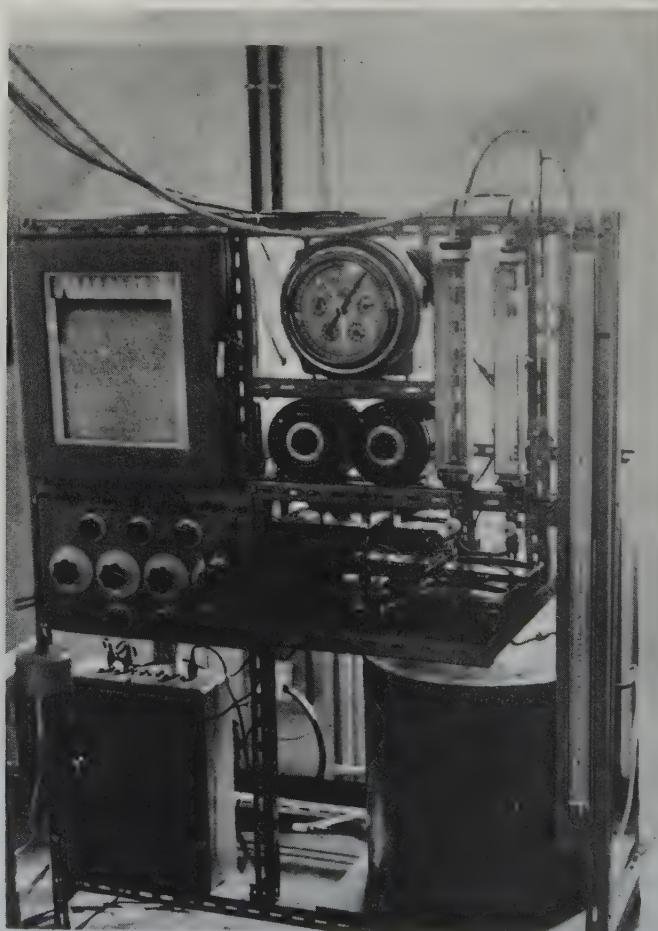
V_3 vanne de réglage débit hélium



Installation cryogénique
et générateur d'impulsions
magnétiques

$4.6^{\circ}\text{K} < T < 293^{\circ}\text{K}$

Dispositif de régulation
et de mesure des basses
températures.



3 - ANALYSE DES IMPULSIONS - (Application des équations de Maxwell)

A) Champs électromagnétiques dans le métal -

En un point x de l'épaisseur de peau, on a :

$$H_{(x,t)} = H_0 e^{-\left(\varepsilon x + \frac{t}{\tau}\right)} \sin(\omega t - \delta x) \quad \text{avec : } \gamma \text{ conductivité électrique}$$

ω pulsation valant $5,23.10^6$ radians/sec.

μ perméabilité magnétique

(pénétration de l'onde suivant x) avec :

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{\omega \mu \gamma}{2}} \sqrt{-\frac{1}{\omega \tau} + \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau}\right)^2}}$$

$$\delta = \sqrt{\frac{\omega \mu \gamma}{2}} \sqrt{\frac{1}{\omega \tau} + \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau}\right)^2}}$$

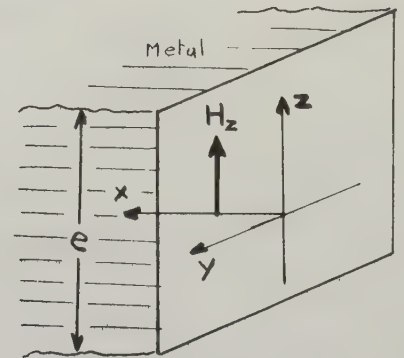
le champ en surface étant

$$H_{z(0,t)} = H_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \sin \omega t$$

le courant induit est :

$$iy_{(x,t)} = i_0 e^{-\left(\varepsilon x + \frac{t}{\tau}\right)} \sin(\omega t - \delta x + \phi)$$

$$\begin{cases} \operatorname{tg} \phi = \frac{\delta}{\varepsilon} = \frac{1}{\omega \tau} + \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau}\right)^2} \\ i_0 = - \sqrt{\frac{\omega \mu \gamma}{2}} \sqrt{2} \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau}\right)^2} H_{z(0)} \end{cases}$$



le champ électrique se déduit de $iy_{(x,t)}$ par :

$$E_{y(x,t)} = \frac{iy_{(x,t)}}{\gamma}$$

REMARQUES : (compte tenu des valeurs expérimentales des champs inducteurs et pour $\mu = 1$)

a) le terme d'amortissement des champs est : $e^{-\left(\varepsilon x + \frac{t}{\tau}\right)}$

$$\text{avec } \varepsilon = \varepsilon'(\omega, \lambda) \sqrt{\gamma} = 0,167 \sqrt{\gamma}$$

b) le déphasage entre le champ et le courant est ϕ , le courant précède le champ.

Ce déphasage ϕ joue un rôle primordial pour la nature des sollicitations de pression d'onde

$$\phi = 49^\circ 8'$$

c) la vitesse de propagation de l'onde est $V = \frac{\mu}{\delta(\gamma, \omega)}$

d) le champ s'annule à la distance $x_0 = \frac{\omega t}{\delta}$

e) $i_0 = -0,2575 \sqrt{\gamma} \cdot H_0$

f) l'évaluation de H_0 est faite par B_0 à partir des courbes expérimentales de décharge.

Champs dans l'épaisseur de peau :

On a, en première remarque :

$H_z(x,t)$ s'annule pour $x_0 = \frac{\omega t}{\delta}$ au-delà de x_0

$H_z(x,t)$ est donc nul

$i_y(x,t) = 0$ pour $x_1 = \frac{\omega t + \phi}{\delta}$

soit :

$x_1 = x_0 + \frac{\phi}{\delta}$ et l'on a $x_1 > x_0$ quel que soit le temps

Le courant ne peut donc s'annuler entre 0 et x_0

En conséquence i ne peut se produire que dans un sens ou dans l'autre au même instant t et l'on ne peut avoir au même instant deux sollicitations (deux forces F^+ ou F^-) opposées dans le métal.

a) Calcul de $H_z(x,t)$ -

Nous verrons dans un calcul que la sollicitation est maximum au temps :

$$t = t_M = \frac{\text{artg } \omega t}{\omega} = \underline{\underline{27,3 \mu \text{ sec.}}}$$

Il est donc important de se placer à t_M pour faire le calcul de la répartition des champs :

On a :

$$H_z(x, t = t_M) = H_0 e^{-0,207 \sqrt{\gamma} x} e^{-0,167 \sqrt{\gamma} x} \sin(1,43 - 0,1935 \sqrt{\gamma} x) \quad (\mu = 1)$$

(pour la fréquence du phénomène)

On voit que $H_z = f(\gamma, x)$, nous avons calculé par ordinateur cette expression pour divers métaux usuels placés à différentes températures (voir figures 39 et 40). Pour diverses sollicitations, on atteint des valeurs courantes de 4.10^6 A/m.

b) Calcul de $i_y(x,t)$

au temps $t = t_M$, on a :

$$i_y(x,t) = -0,2575 e^{-0,207 H_0 \sqrt{\gamma}} e^{-0,167 \sqrt{\gamma} \cdot x} \sin(2,287 - 0,1935 \sqrt{\gamma} \cdot x)$$

Les figures 41 et 42 permettent d'apprécier la densité de courant allant jusqu'à $5,5 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$ pour une pénétration allant de 1,2 à 7,5 mm pour l'aluminium et le titane à 293°K .

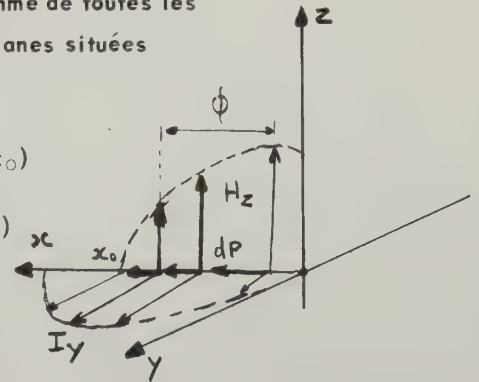
B) CALCUL DES ONDES DE CONTRAINTE ET DES VITESSES DES FRONTS D'ONDE DEVELOPPES DANS L'EPAISSEUR DE PEAU :

1) La contrainte volumique élémentaire $dP_{(x,t)}$ développée dans une tranche unitaire d'épaisseur dx vaut : $dP_{(x,t)} = \mu i_y H_z dx$. En considérant que la contrainte totale active $P(t)$ développée dans l'épaisseur de peau au temps t , résulte de la somme de toutes les contraintes élémentaires développées dans des tranches planes situées à $x = \text{Cte}$ de la peau, on obtient au temps t :

$$P(t) = \int_0^{x_0} \mu i_y H_z dx = \frac{\mu}{2} [H_z^2]_{H_z(x=0)}^{H_z(x=x_0)}$$

soit :

$$P(t) = \frac{\mu}{2} H_0^2 e^{-\frac{2t}{\tau}} \sin^2 \omega t.$$



pour $t = t_M = 27,3 \mu \text{ sec.}$, $P(t)$ est maximum et l'on obtient pour diverses sollicitations inductrices (de 0 à 100)

Puissance KJ	$H_0 \text{ A/m}$	$P_t = t_M \text{ maximum en Kg/cm}^2 (\mu = 1)$
0,20 P_M	$1,285 \cdot 10^6$	6,3
0,40 P_M	$2,48 \cdot 10^6$	25,5
0,60 P_M	$3,64 \cdot 10^6$	54,3
0,80 P_M	$4,88 \cdot 10^6$	99
$P_M = 6 \text{ KJ}$	$5,7 \cdot 10^6$	134,5

Fig 39 : Valeur de H_z dans l'épaisseur de peau en fonction de la charge
Cas de l'aluminium à 293°K

$H_t = t_m = 273 \mu s$
 $\uparrow$ 0,25 A/m $\rightarrow$ 0,05 mm

PM : Puissance Maximum

$v = 44 m/s$

Pénétration $\downarrow$

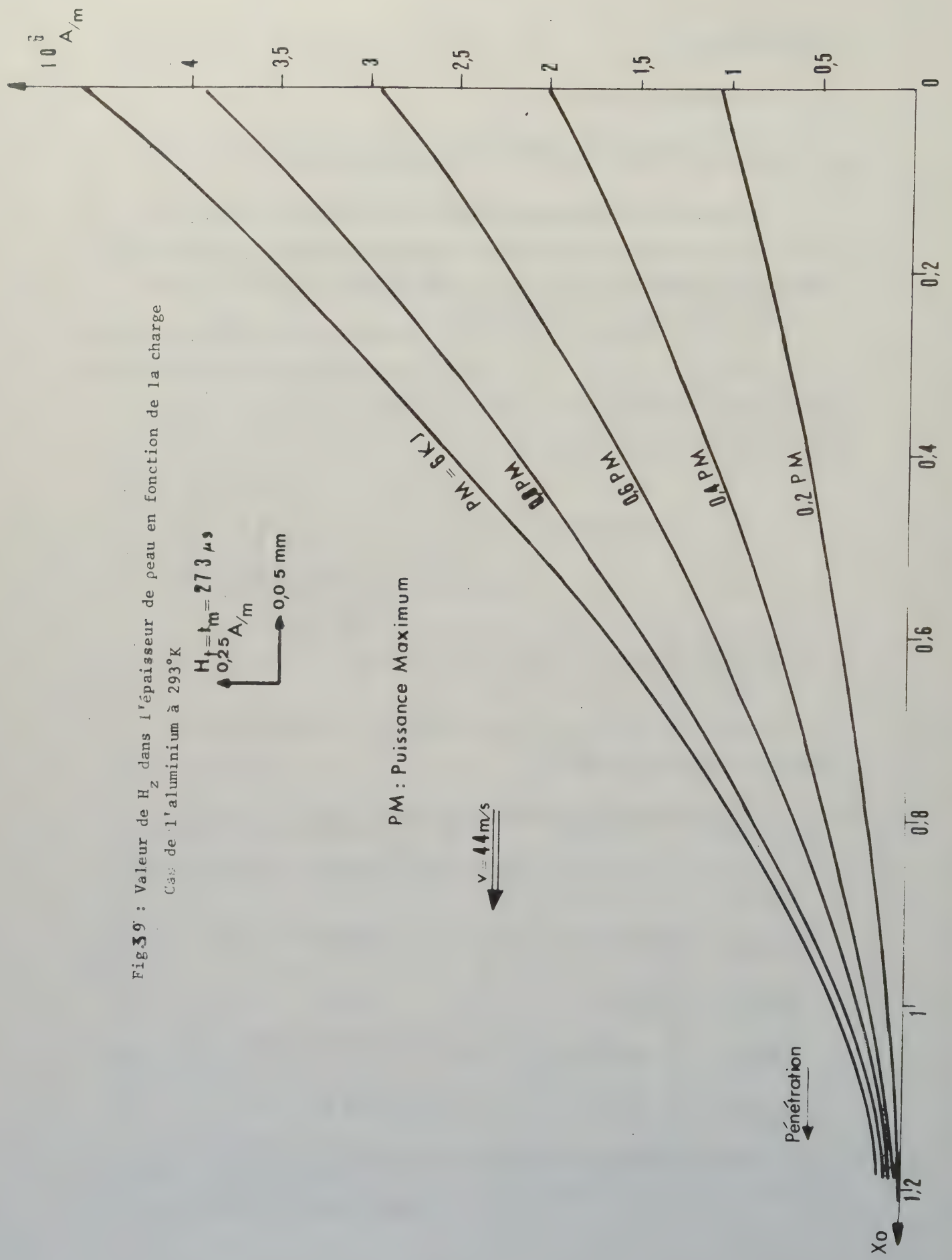


Fig. 40 : Valeur de H_z dans l'épaisseur de peau pour le titane, le fer, l'aluminium à charge maximale.

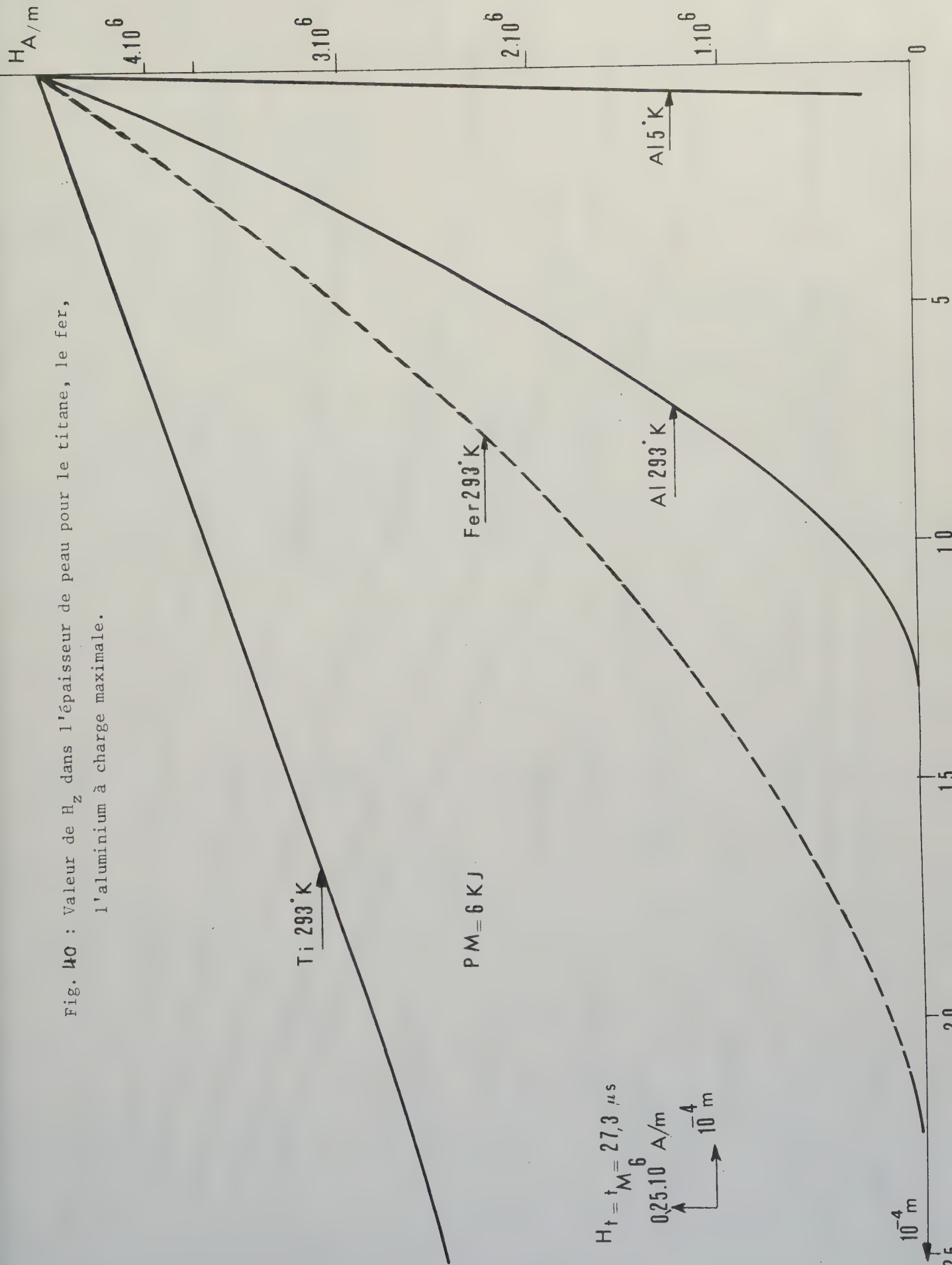


Fig. 44 : Valeur de la densité de courant dans l'épaisseur de peau
en fonction de la charge.
Cas de l'aluminium à 293°K

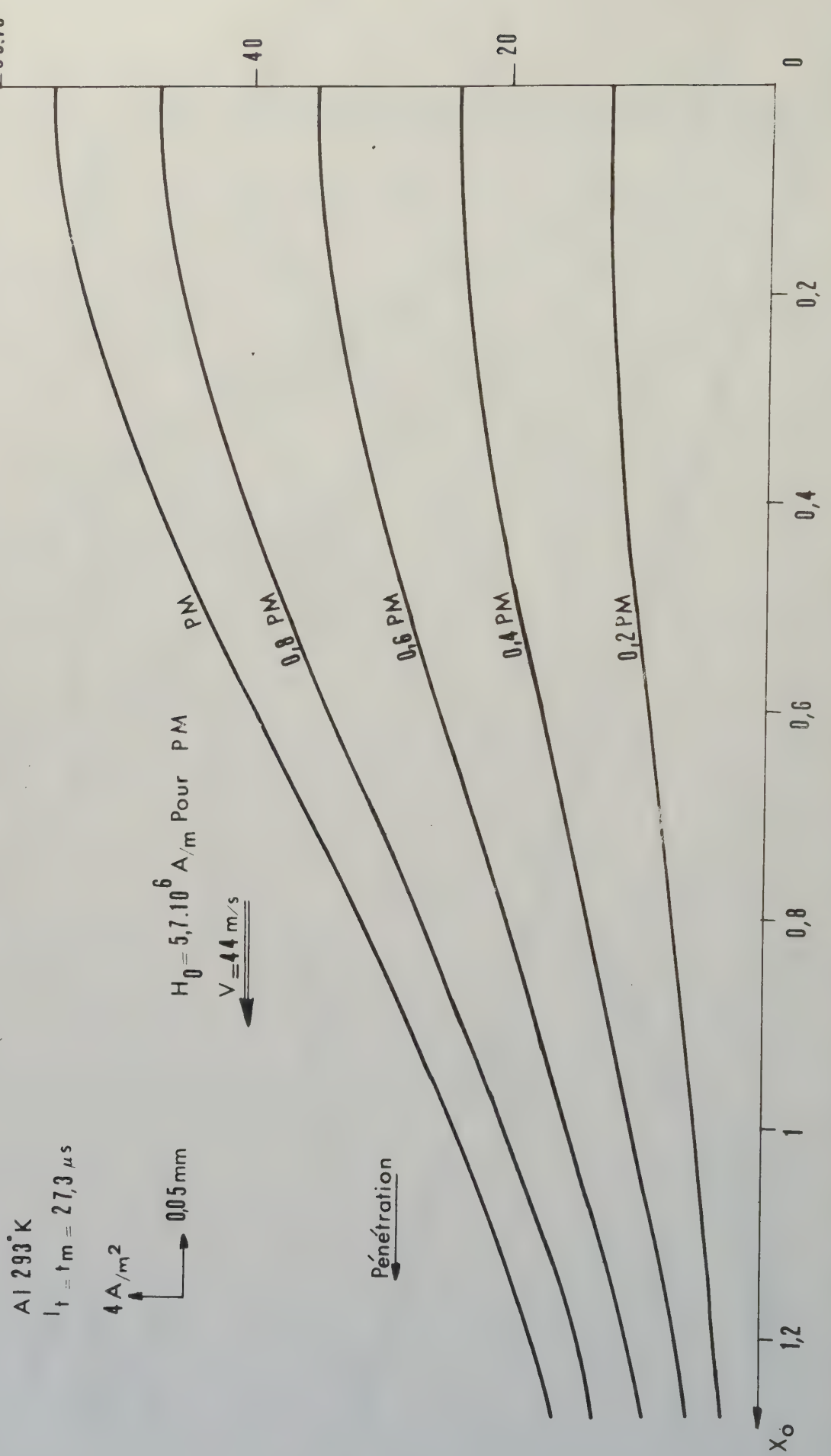
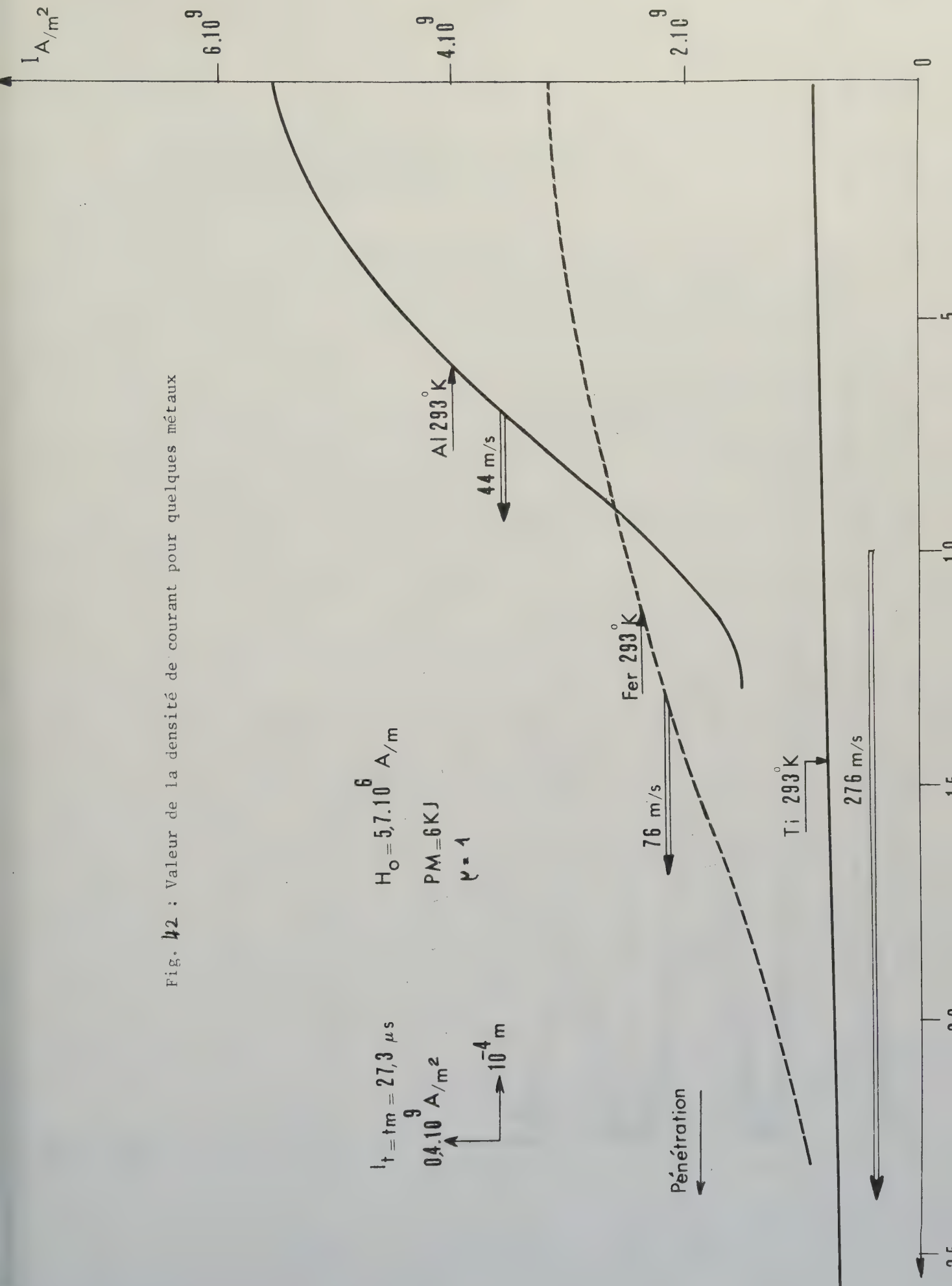
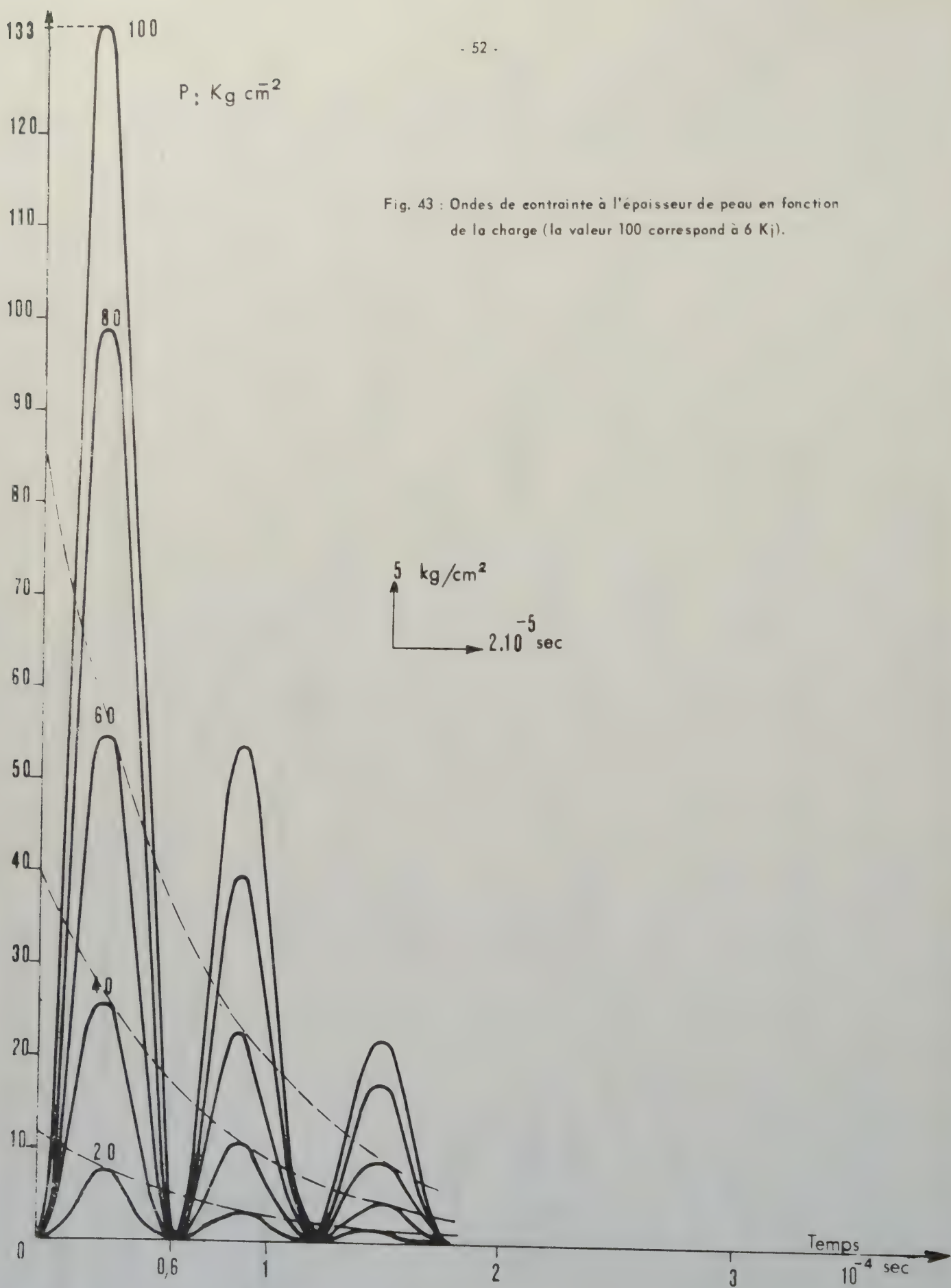


Fig. 42 : Valeur de la densité de courant pour quelques métaux





REMARQUES :

- a) le calcul est valable pour $\vec{H}$ parallèle à la surface du métal
- b) ces contraintes sont celles créées dans le volume de peau du cristal et supposées s'exerçant en $x = x_0$
- c) la figure 43 montre les contraintes de pression $P(t)$ en fonction de diverses charges. Ces courbes ne tiennent pas compte du sens de $\vec{H}$ et $\vec{i}$; or, nous avons vu que $\vec{i}$ ne peut s'annuler entre 0 et x_0 (x_0 valeur annulant $\vec{H}$), en conséquence, le sens de $\vec{i}$ et $\vec{H}$ ne change pas à un instant t donné dans l'intervalle 0, x_0 ; on a donc pour tout cet intervalle, soit une compression P^+ , soit une extension P^- du cristal. On obtient dans notre cas des sollicitations théoriques données par la courbe de la figure 44.
- d) les sollicitations sur le cristal sont de deux sortes pour une même impulsion, mais la partie extension est faible par rapport à la compression pure, nous la négligeons.
- e) le premier pic de contrainte de compression peut atteindre un maximum de 135 K/cm^2 , la durée de ce pic est voisine de $43 \mu\text{sec}$.
- f) le premier pic des contraintes a toujours une durée de $43 \mu\text{sec}$. Sa largeur à mi-hauteur vaut $28 \mu\text{sec}$.

2) Vitesse des fronts d'onde de pression :

$$V = \frac{\omega}{\delta} = \frac{\omega}{\sqrt{\frac{\omega \mu \gamma}{2}} \sqrt{\frac{1}{\omega \tau} + \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau}\right)^2}}}$$

Métaux	Epaisseur de peau m	Vitesse du front d'onde m/sec.
Al 293° K	$8,95.10^{-4}$	44
Al 80° K	$2,39.10^{-4}$	11,7
Al 5° K	$0,61.10^{-4}$	2,99
Cu 293° K	$8,75.10^{-4}$	35,5
Fe 293° K	$1,55.10^{-3}$	76
Ti 293° K	$5,62.10^{-3}$	276

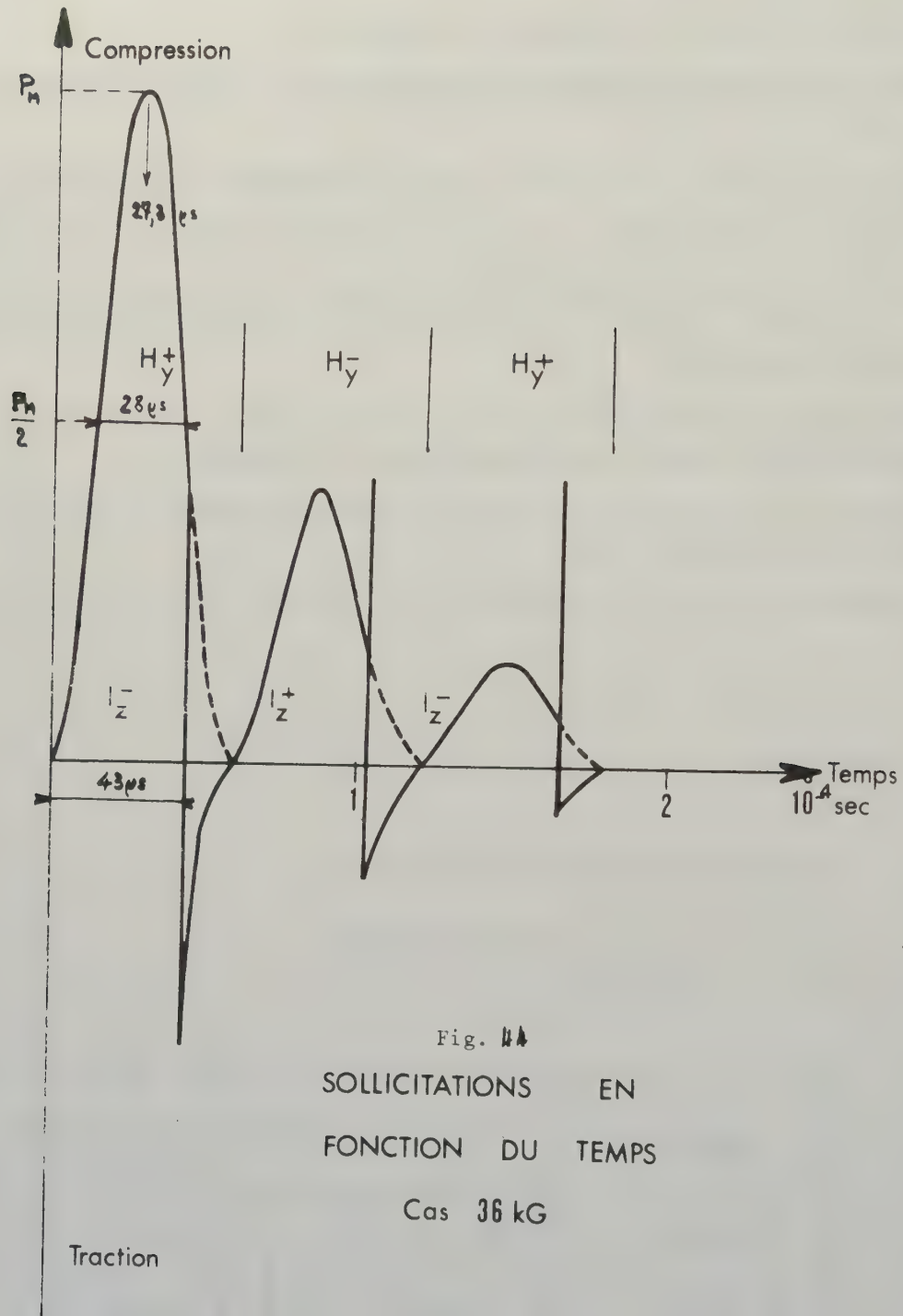


Fig. 44

SOLlicitATIONS EN
FONction DU TEMPS

Cas 36 kG

CONCLUSIONS :

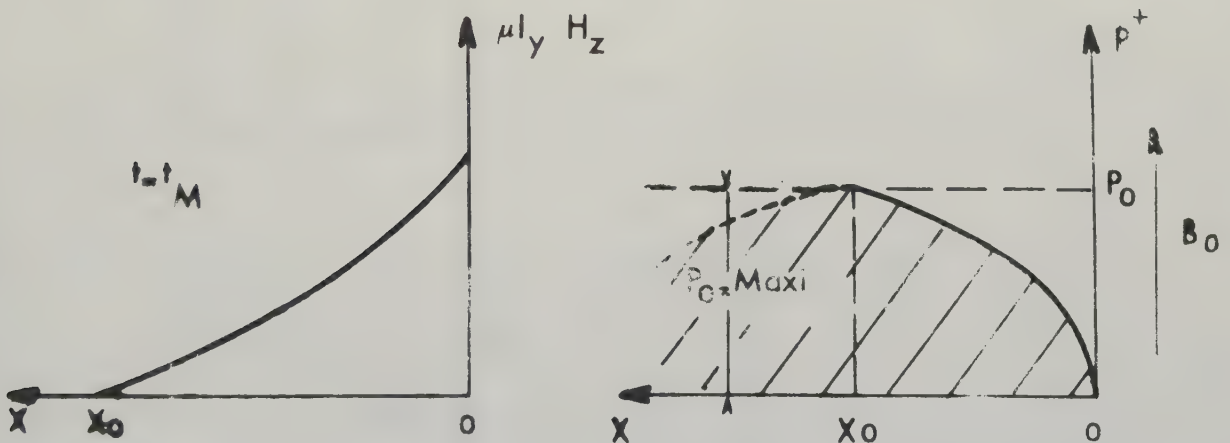
1) Nous avons pu déterminer la nature exacte des sollicitations s'exerçant sur le métal, nous savons qu'elles sont maximum au temps $t = 27,3 \mu \text{ sec}$. Toutefois, une telle détermination, quoique nécessaire, est insuffisante, car il faut tenir compte de la pénétration $x(t)$ de l'onde de contrainte liée à la vitesse V du front d'onde.

Or, nous avons déterminé $dP_{(x,t)} = \mu l_y H_z dx$

$$dP_{(x,t)} = -0,2575 e^{-0,414} e^{-0,334 \sqrt{Y \cdot x}} H_0^2 \sqrt{Y} \sin(1,43 - 0,1935 \sqrt{Y \cdot x}) x \sin(2,287 - 0,1935 \sqrt{Y \cdot x}) \dots dx \quad (\mu = 1)$$

et la contrainte dans un plan d'abscisse x est considérée comme égale à :

$$P(x) = \int_0^x dP_{(x,t)} dx$$



en x_0 , $P = P_0$

à l'instant t (soit pour un B_0 donné) le même maximum P_0 est obtenu (pour des métaux de même μ)

$$\text{car : } P_0 = \int_0^{x_0} \mu l_y H_z dx = \text{Cte (voir calculs précédents)}$$

Cependant le front d'onde de contrainte et la vitesse diffèrent pour chaque métal et on a le schéma figure 45.

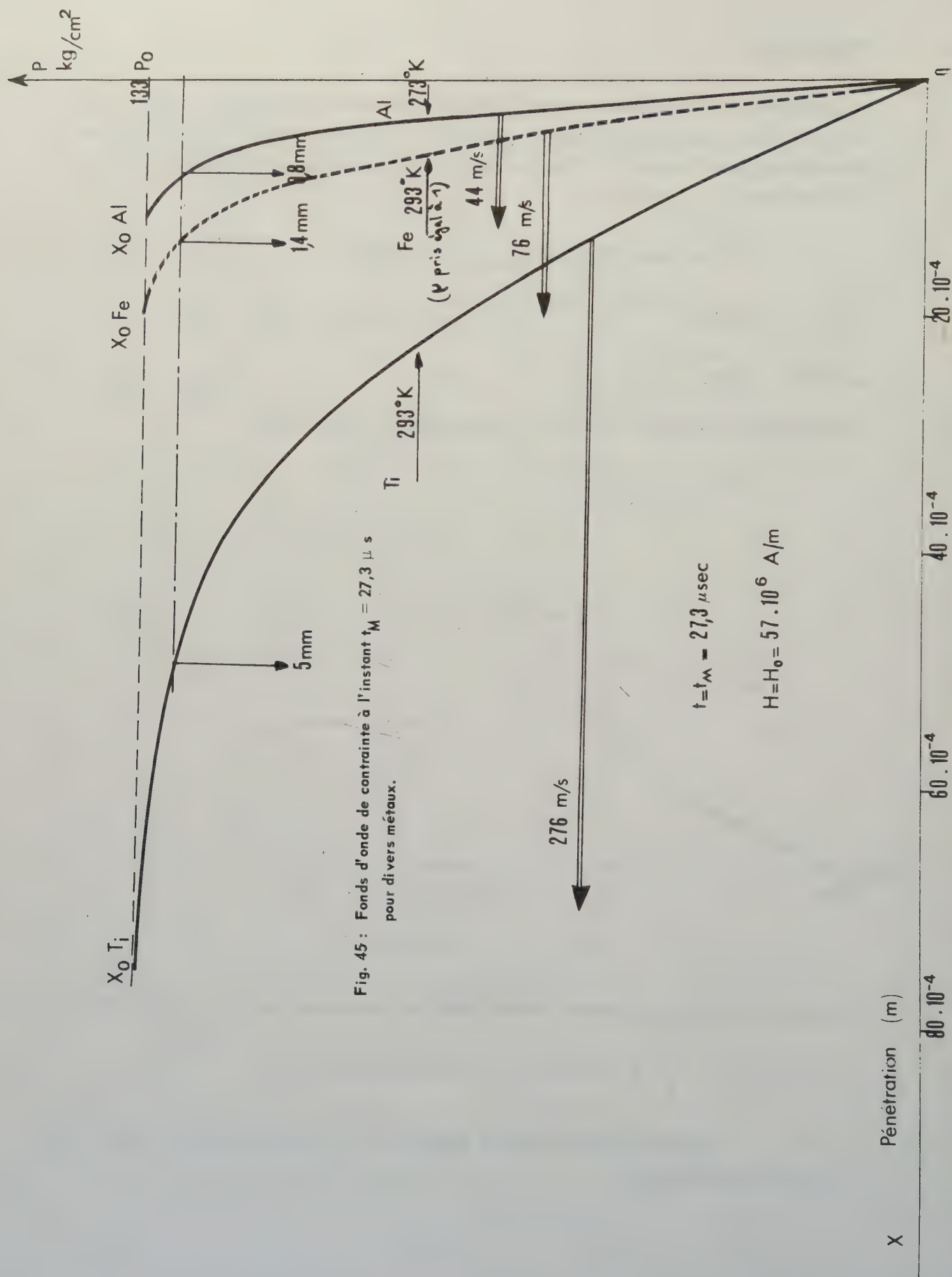
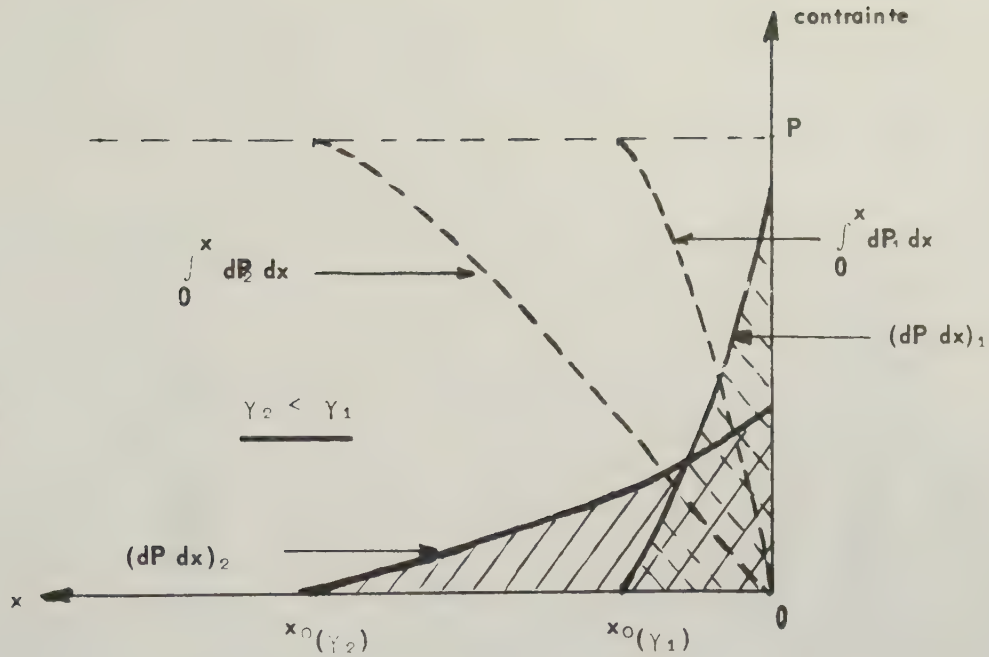


Fig. 45 : Fonds d'onde de contrainte à l'instant $t_M = 27,3 \mu\text{s}$ pour divers métaux.

$$t = t_M = 27,3 \mu\text{sec}$$

$$H = H_0 = 57 \cdot 10^6 \text{ A/m}$$

X Pénétration (m)



La somme des contraintes élémentaires est maximum à 7,5 mm de peau pour le titane.
Si l'on veut à 293° K que la contrainte globale (ou pression) s'exerce sur le métal, il faut, pour l'épaisseur x :

titane	$x > 5$ mm
aluminium	$x > 0,8$ mm.

Pour une amélioration notable du formage (compte tenu d'une épaisseur e de métal), il faudrait augmenter la pente du front d'onde, soit diminuer V , c'est-à-dire augmenter γ ou abaisser ω .

2) La variation de pression à une distance x dans l'épaisseur de peau est :

$$dP_{(x,t)} = \mu \cdot i_y \cdot H_z \cdot dx$$

au temps $t = 27,3 \mu \text{ sec.}$, on détermine la distribution de la pression maximale.

Elle a la forme ci-jointe en fonction des conductivités (voir courbes figures 46, 47, 48).

3) Le déphasage ϕ entre H_z et i_y détermine la nature et l'intensité des sollicitations dans le métal (courbe figure 48). La sollicitation primordiale est de compression.

4) Quels que soient le métal et la température, la contrainte globale développée dans l'épaisseur de peau, atteint la même valeur maximale au temps $t = 27,3 \mu s$.

5) Pour que toute la sollicitation s'exerce, il faut une certaine épaisseur de métal. Par exemple, à température ambiante, il faut 1 mm pour le cuivre et 6 mm pour le titane.

Du point de vue électrique, un matériau subira une sollicitation importante quand il aura une certaine épaisseur. Par contre, en cas de surépaisseur, la résistance mécanique ira à l'encontre de la déformation.

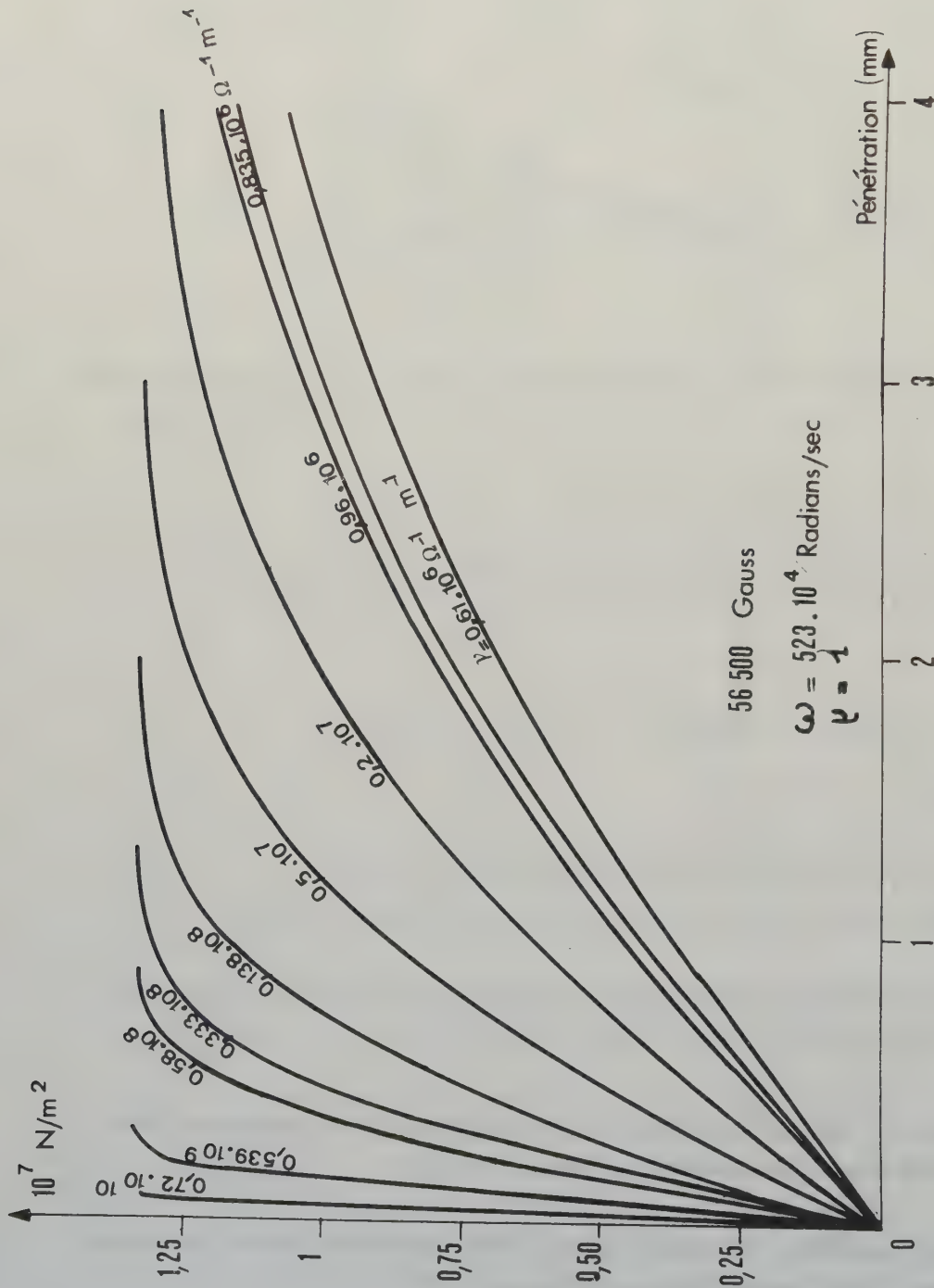


Fig. 46 : Distribution de la contrainte maximale à l'épaisseur de peau
en fonction de la conductivité électrique.

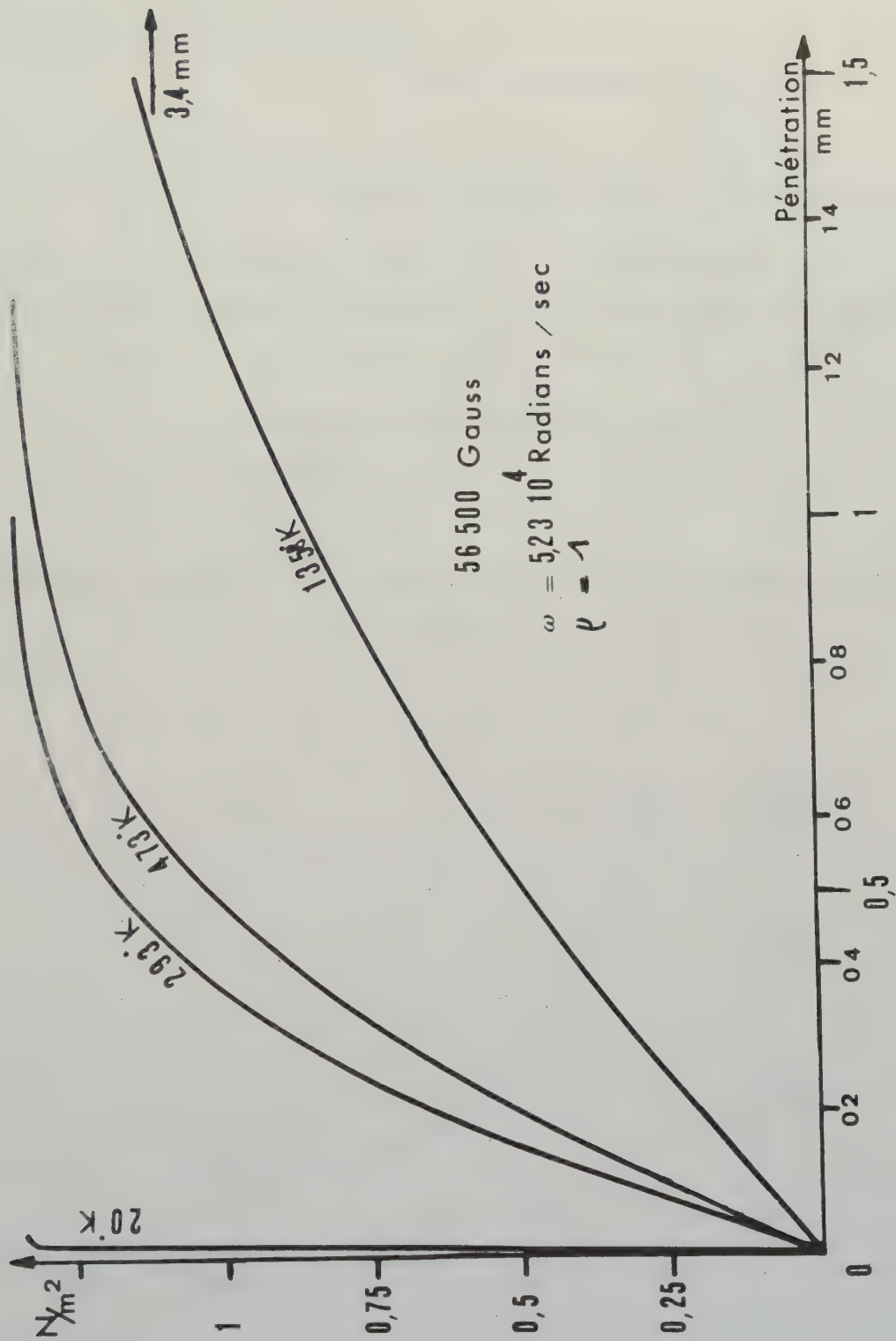


Fig. 47 : Distribution de la contrainte maximale à l'épaisseur de peau pour le cuivre en fonction de la température.

6) Pour un métal donné, sollicité à une même température, quelle que soit la fréquence, la contrainte maximale est atteinte pour une même épaisseur (voir courbe figure 49 : distribution de la contrainte maximale $f(\omega)$).

7) Si la pulsation décroît, il en est de même pour la contrainte maximale à l'épaisseur de peau (compte tenu des hypothèses précédentes). Cette variation de fréquence modifie la phase entre H_y et i_z ainsi que la vitesse V de propagation de l'onde.

Pour $\omega < 5,23 \cdot 10^4$ rad/sec (fréquence d'utilisation de 8700 hertz), on obtient une augmentation notable de ϕ , donc, une chute de la contrainte.

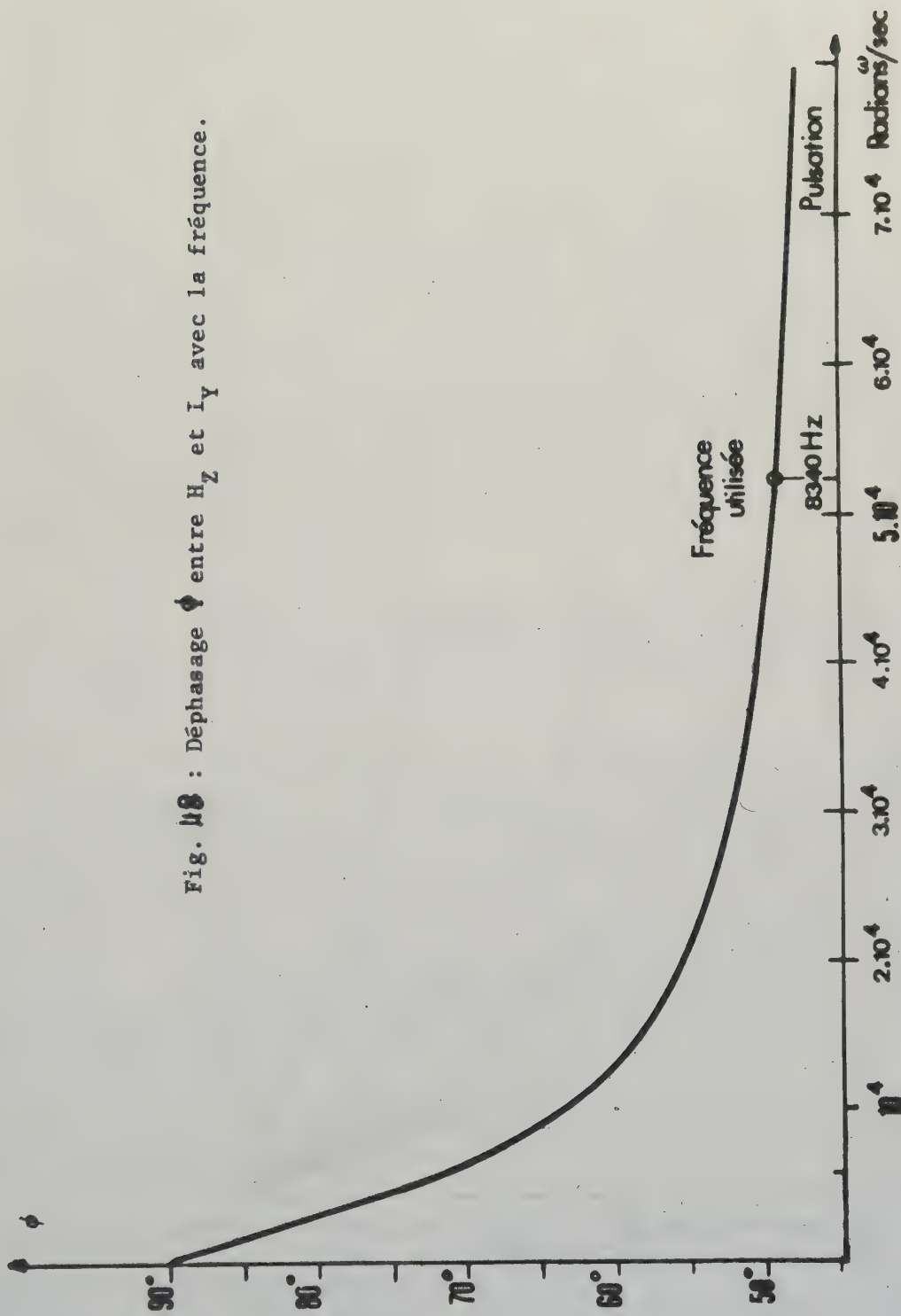
Si $\omega > 5,23 \cdot 10^4$ rad/sec, on peut espérer une amélioration du formage ; toutefois le déphasage tendant asymptotiquement vers 45° , l'amélioration escomptée sera faible étant donné que l'on opère avec $\phi = 49^\circ$ (voir courbe du déphasage avec ω).

8) Pour $\omega < 5,23 \cdot 10^4$ rad/sec, la vitesse du front d'onde décroît

$\omega >$ « « « « « « augmente

9) Pour une durée moyenne du premier pic de contrainte valant 28μ seconde, les ondes font environ 16 allers et retours pour nos anneaux monocristallins de cuivre.

Fig. 118 : Déphasage ϕ entre H_Z et I_Y avec la fréquence.



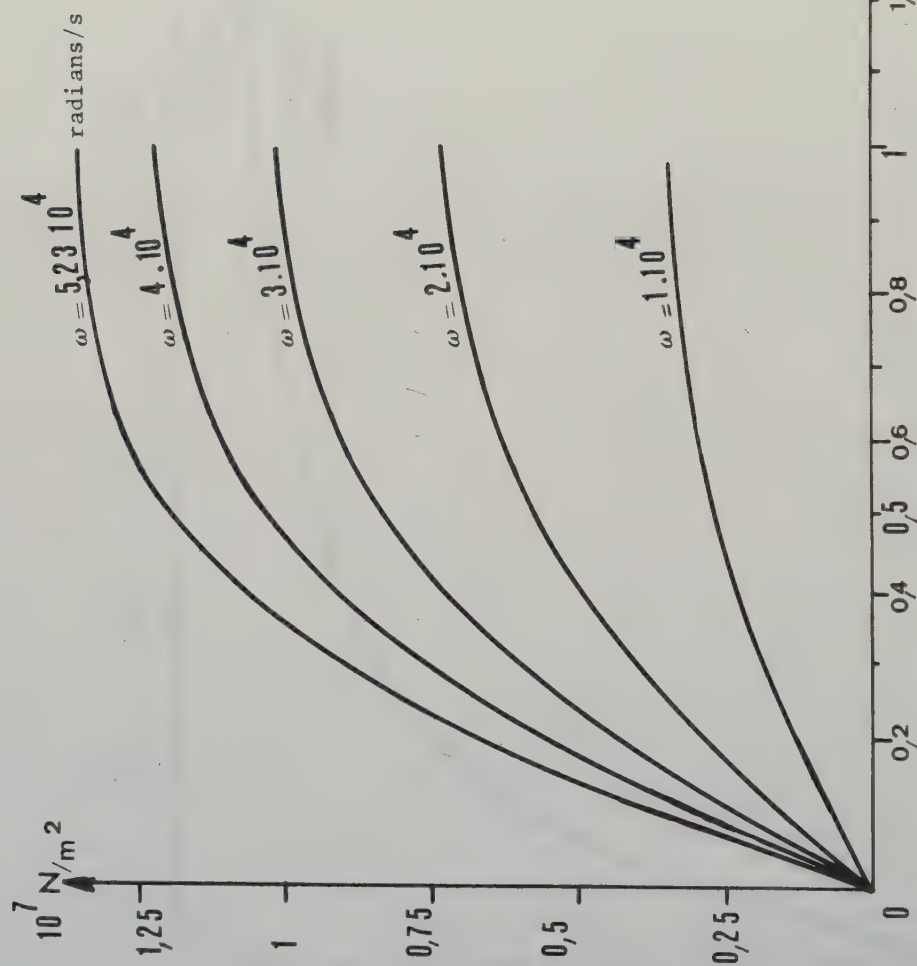


Fig. 49 : Valeur de la contrainte

maximale avec la

fréquence

56 500 gauss

$\gamma = 58 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$

$t = t_M = 27,3 \text{ us}$

$\nu = 1$

Chapitre 4

DETERMINATION EXPERIMENTALE DES DIRECTIONS PRINCIPALES DE DEFORMATION DES METAUX CFC

La déformation n'est pas une propriété physique, mais la réponse du cristal à un phénomène d'influence (contrainte dynamique dans notre cas). Les déformations sont influencées d'une part, par l'intensité et l'orientation de la contrainte, et, d'autre part, par les propriétés physiques et la symétrie du cristal.

Le tenseur de déformation comme le tenseur de contrainte, ne possède donc pas nécessairement la symétrie du cristal, à moins que la contrainte elle-même ne possède la symétrie du cristal ou une symétrie supérieure.

Nous admettons que l'application d'un champ magnétique B_z , parallèle à l'axe d'anneaux ou de disques plan métalliques, crée dans l'épaisseur de peau, une répartition de contraintes macroscopiques radiales uniformément réparties. Le phénomène d'influence obtenu a la symétrie la plus élevée dans le cas de plaquettes circulaires bi-dimensionnelles monocristallines d'axes parallèles à B_z .

Les éprouvettes monocristallines annulaires sont obtenues par électro-érosion à partir de gros cristaux formés selon les techniques de Czokralski et Bridgman. La pureté des cristaux est de 99,995, en moyenne (pureté de 4 N à 5 N).

Les anneaux monocristallins, après électro-érosion, subissent un recuit de 3 h. à 400° C (Al et Cu) et un polissage électrolytique.

Les dimensions finales des anneaux après usinage et polissage sont :

ϕ extérieur : 20,6 mm

ϕ intérieur : 13,40 mm

épaisseur : 0,5 mm

Les photos figure 50 montrent un exemple de l'anisotropie de la déformation visible

par l'augmentation de la largeur de l'anneau suivant les directions de type $[\bar{1}\bar{1}0]$ pour ce cristal (111) d'aluminium (solicitation : 10^8 dynes/cm²).

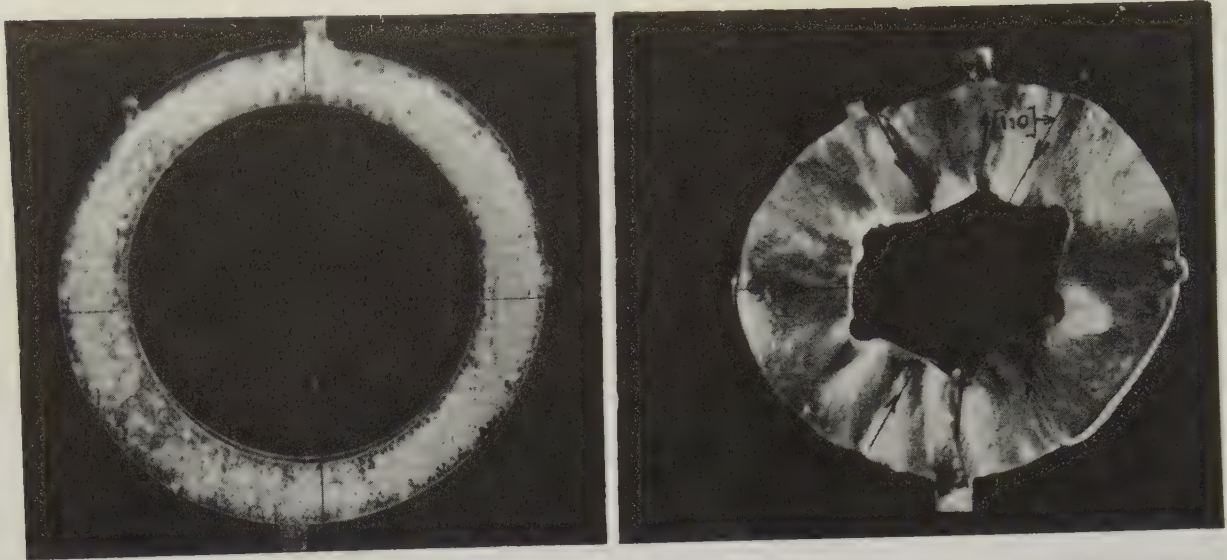


Figure 50 - Cristal (111) d'aluminium soumis à une impulsion de 47 000 gauss à $T = 293$ K

Les mesures de 5 en 5 degrés de la déformation ε d'« écoulement » de la largeur de l'anneau permettent de tracer les courbes de la déformation anisotrope pour les coupes monocristallines.

I - DIRECTIONS PREFERENTIELLES D'ECOULEMENT DE L'ALUMINIUM ($T = 293$ K)

A) Influence de la contrainte appliquée :

A partir d'un seuil de contrainte σ_0 situé aux environs de $1,3 \cdot 10^7$ dynes/cm², l'écoulement ε ainsi que la variation ε_c du diamètre moyen de l'anneau monocristallin, sont directement proportionnels à la contrainte appliquée.

Un exemple est donné figures 51, 52, et 53, relatif aux déformations de cristaux (111) d'aluminium pour les directions $[\bar{1}\bar{1}0]$ et $[\bar{1}\bar{1}2]$.

L'écoulement ε peut atteindre 50 % pour des contraintes de $1,35 \cdot 10^8$ dynes/cm² (durée de la contrainte : 30 μ s).

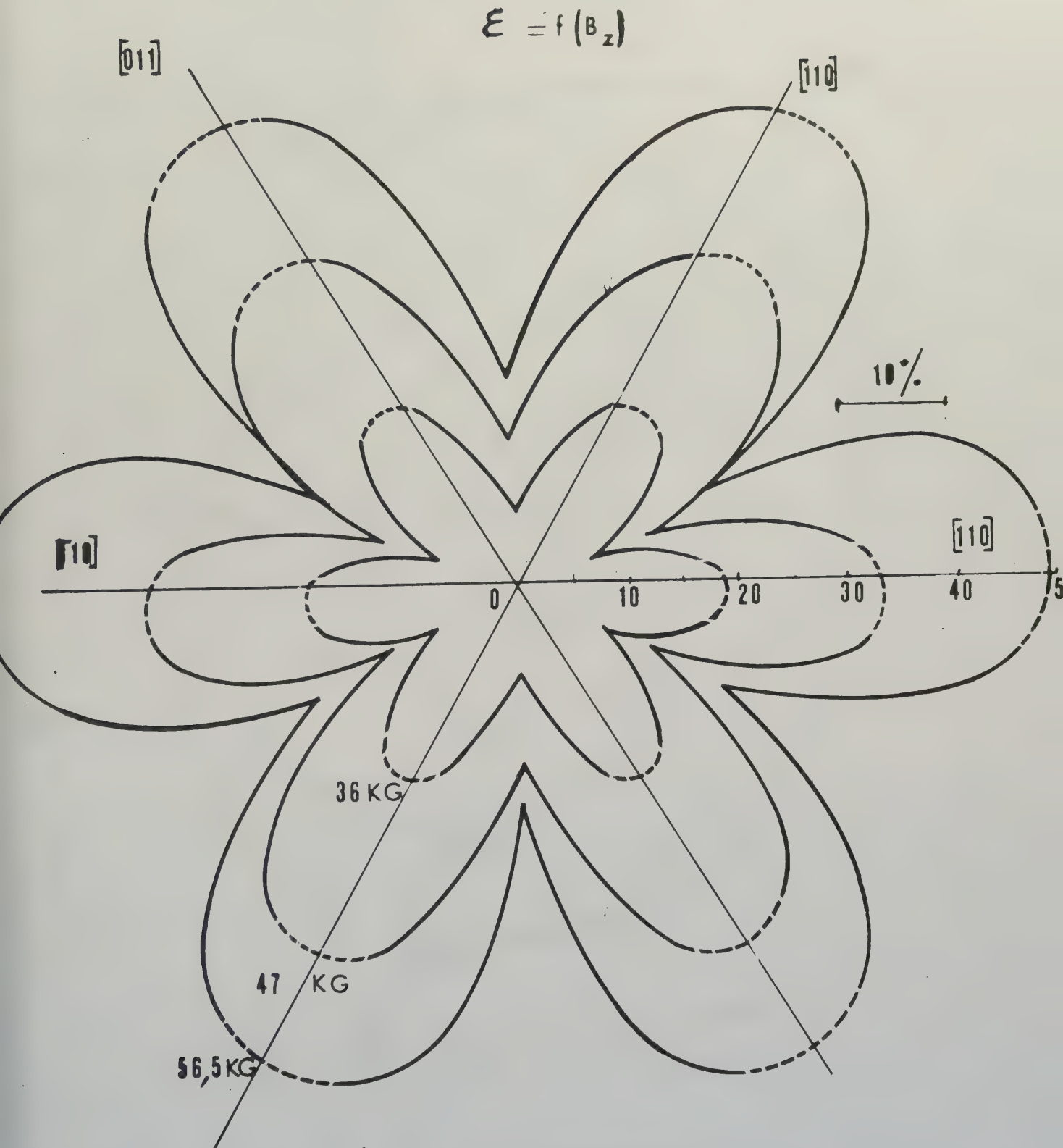


Fig. 51. : Courbes expérimentales de la déformation ϵ d'un cristal (111) d'aluminium en fonction de diverses sollicitations
 $T = 293^\circ K$

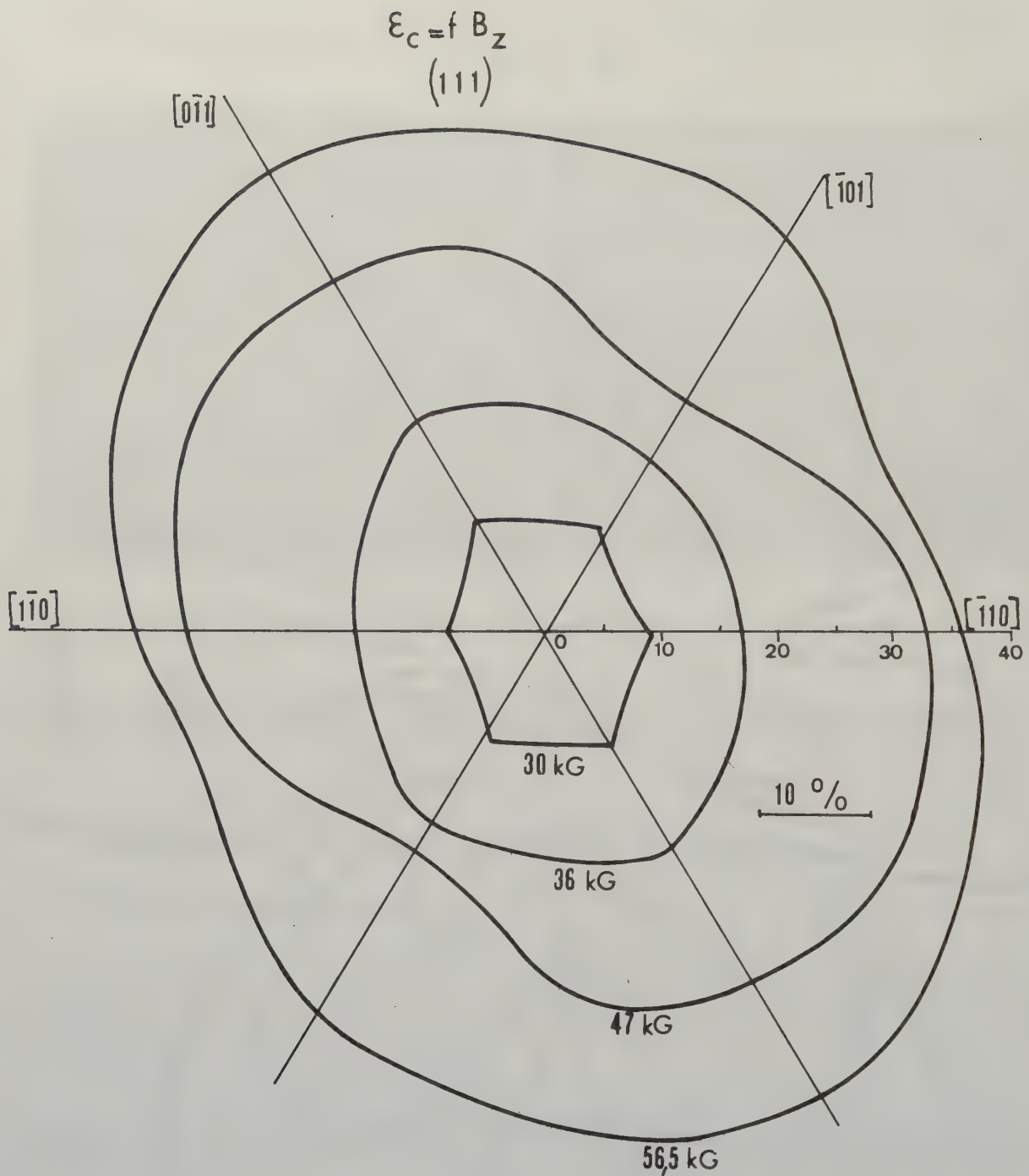
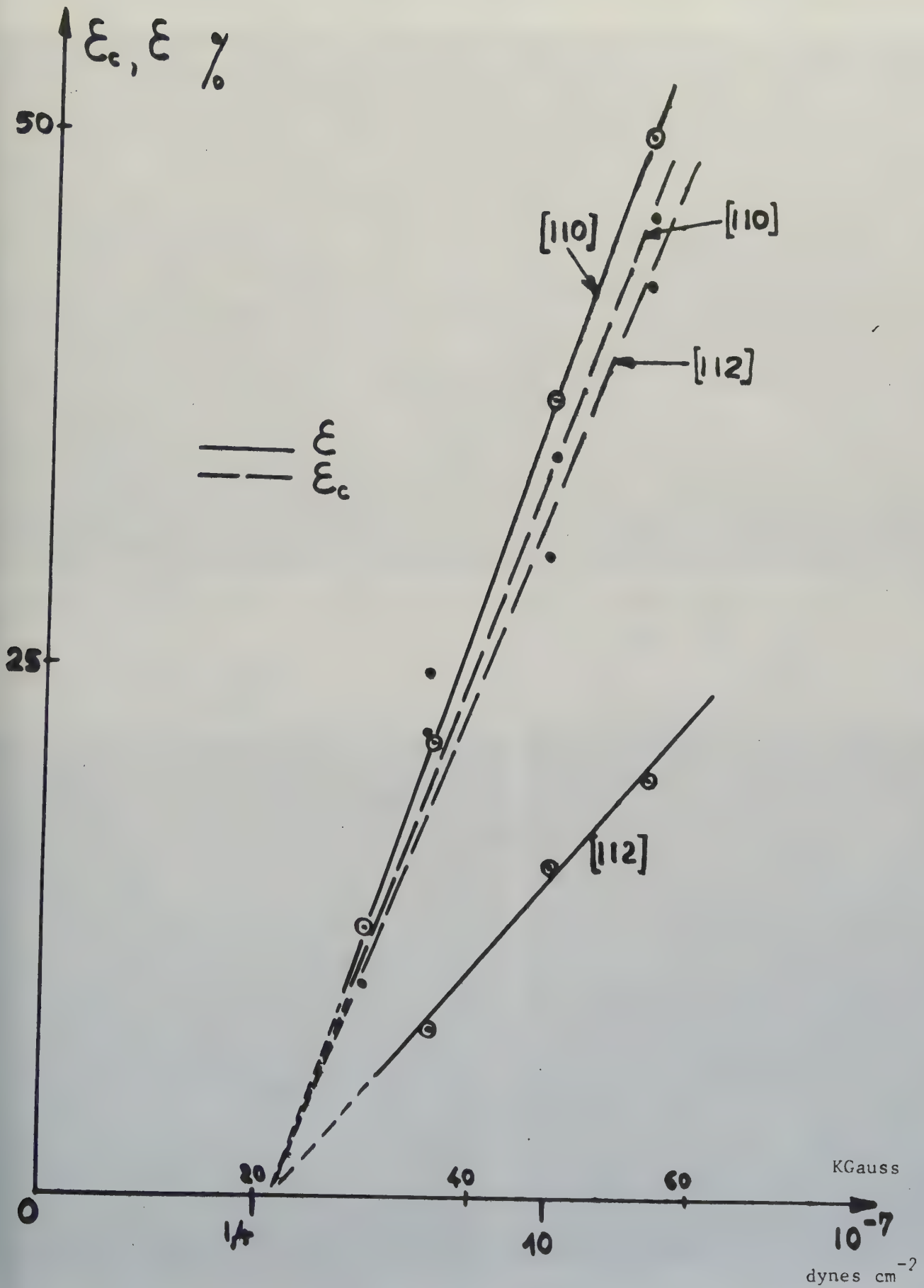


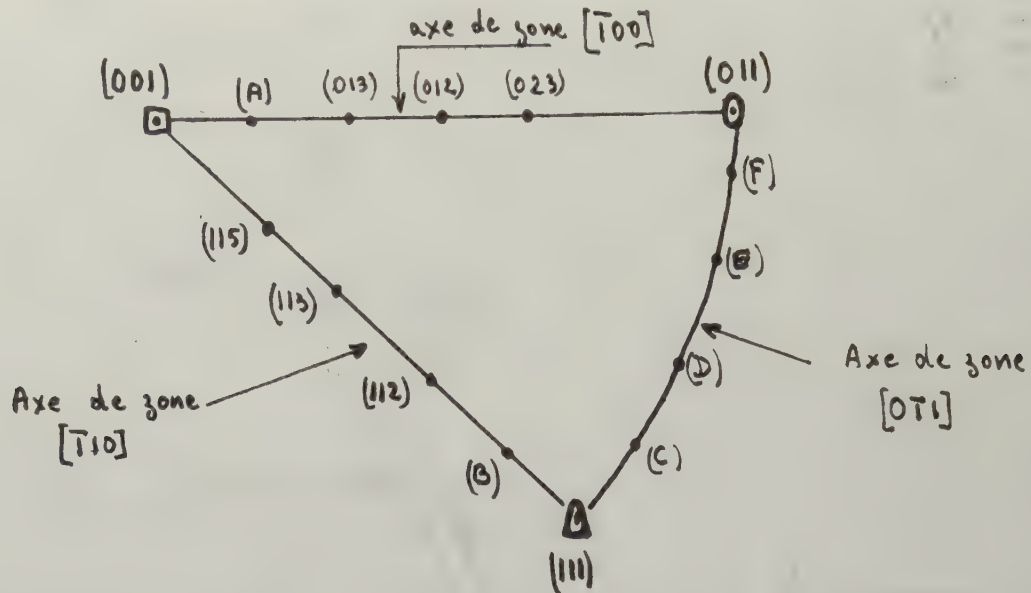
Fig. 42 : Courbes expérimentales de la déformation ϵ_c d'un cristal (111) d'aluminium en fonction de diverses sollicitations.

Fig. 53 - Variation de ϵ et ϵ_c en fonction des champs magnétiques.

Les mesures sont faites sur un cristal (111) d'Al dans les directions $[110]$ et $[112]$



Les coupes monocristallines étudiées du triangle stéréographique sont les suivantes :



Axe de zone $[100]$:

- (023) : $11^{\circ} 15'$ de (011)
- (012) : $18^{\circ} 30'$ de (011)
- (013) : $26^{\circ} 30'$ de (011)
- (A) : $36^{\circ} 30'$ de (011)

Axe de zone $[110]$:

- (115) : 39° de (111)
- (113) : $29^{\circ} 30'$ de (111)
- (112) : $19^{\circ} 30'$ de (111)
- (B) : 9° de (111)

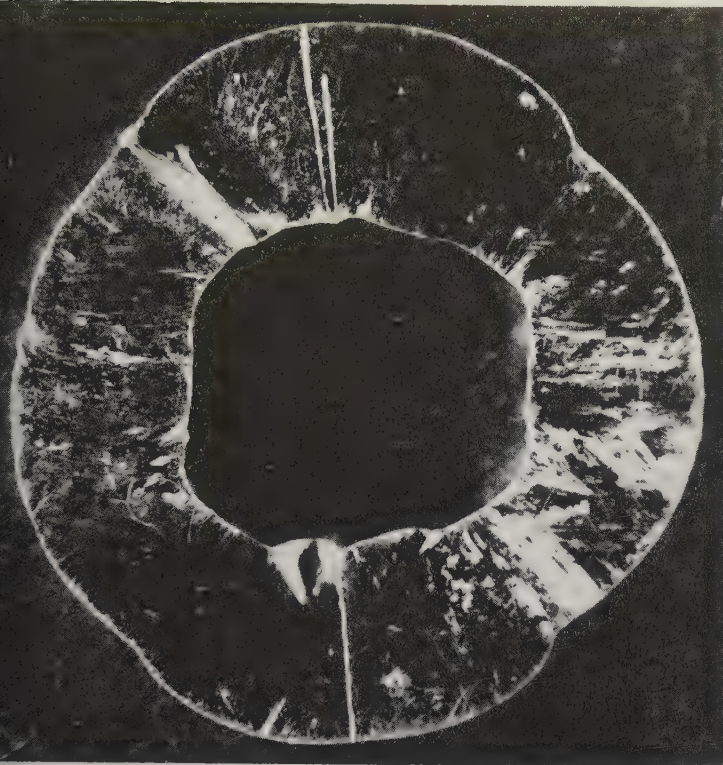
Axe de zone $[011]$:

- (C) : 9° de (111)
- (D) : $19^{\circ} 30'$ de (111)
- (E) : $29^{\circ} 30'$ de (111)
- (F) : $31^{\circ} 30'$ de (111)

Déformation de coupes monocristallines d'Aluminium

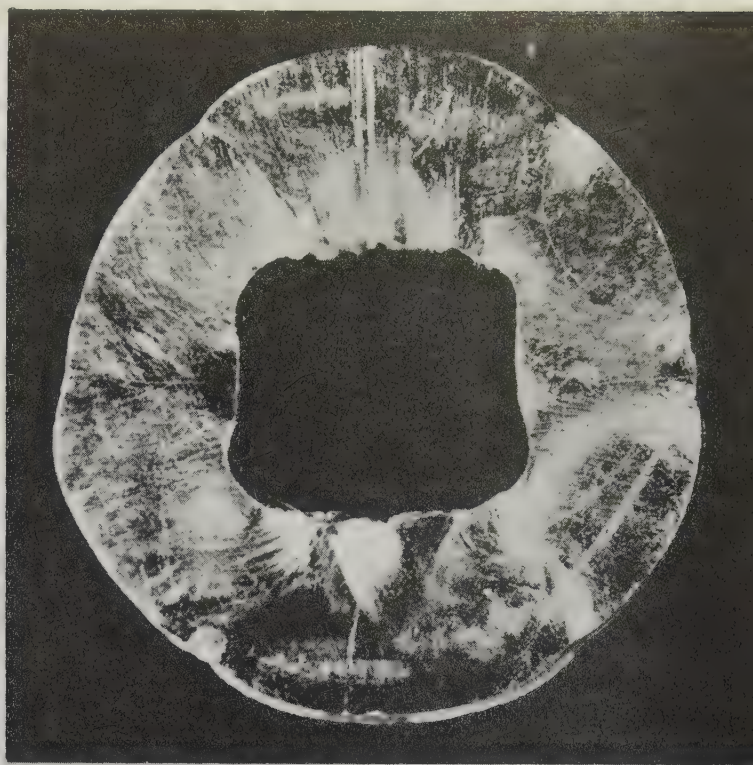
$\sigma = 10^8$ dynes/cm², T = 293 K

$[\bar{1}00]$



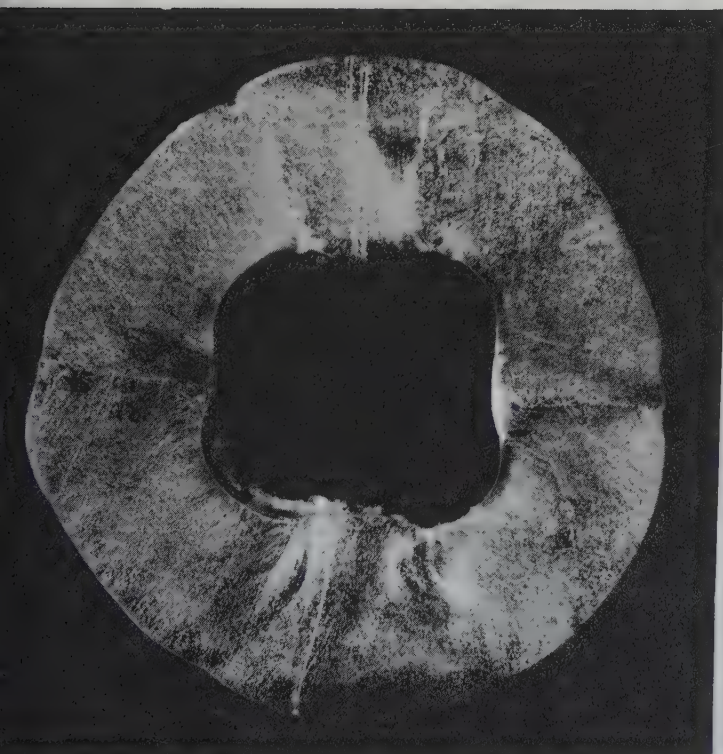
(011)

$[\bar{1}00]$



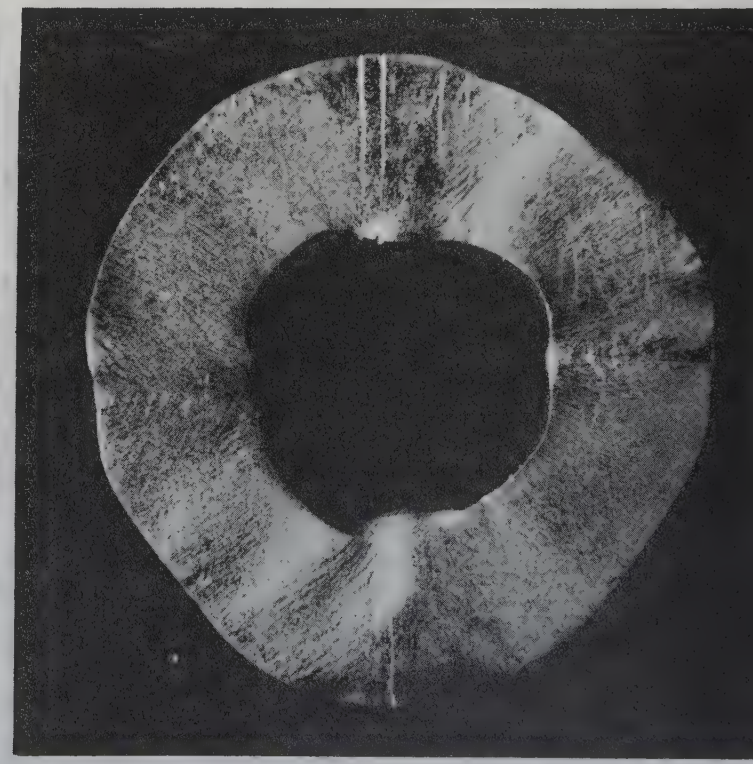
(023)

$[\bar{1}00]$



(012)

$[\bar{1}00]$

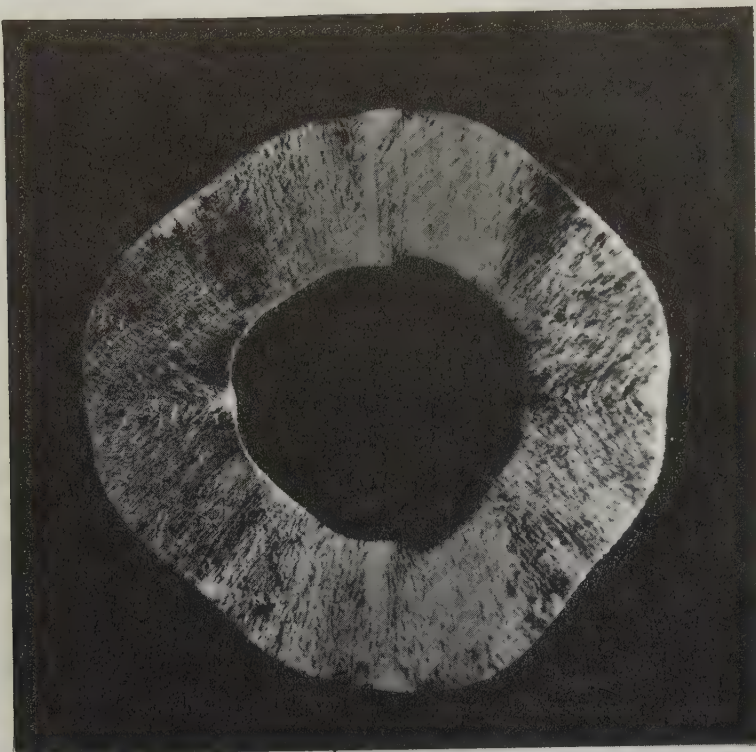


(013)

Déformation de coupes monocristallines d'Aluminium

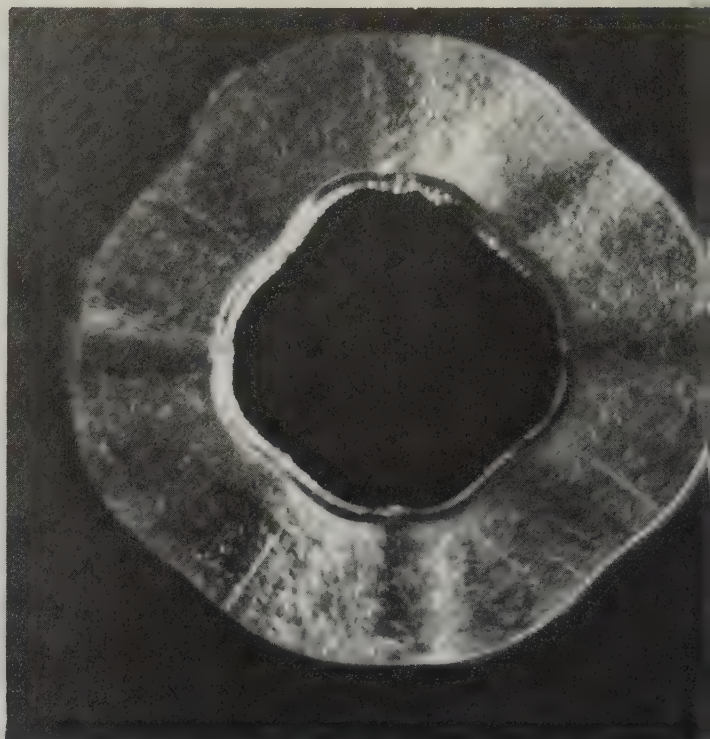
$$\sigma = 10^8 \text{ dynes/cm}^2, T = 293 \text{ K}$$

$[\bar{1}00]$
↑



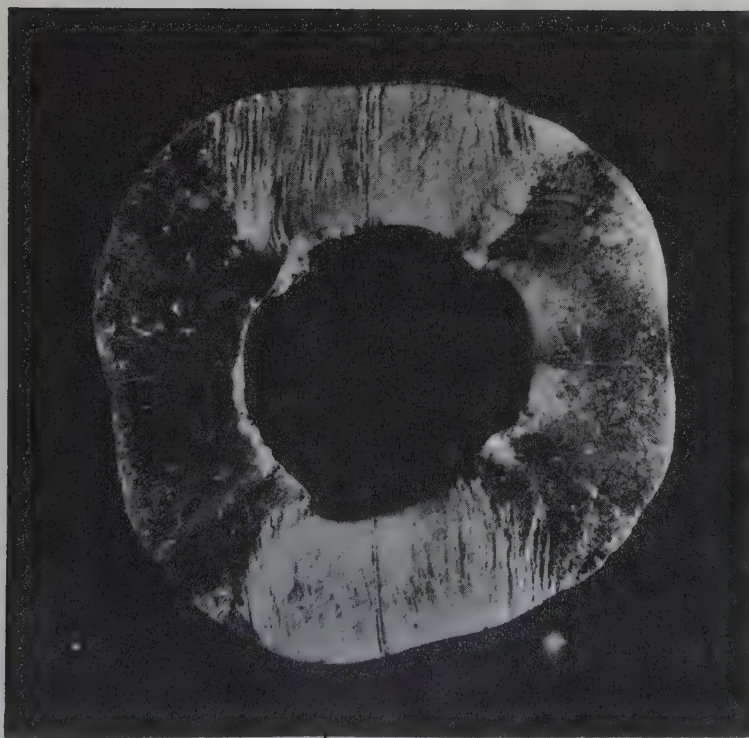
(A)

$[\bar{1}00]$
↑



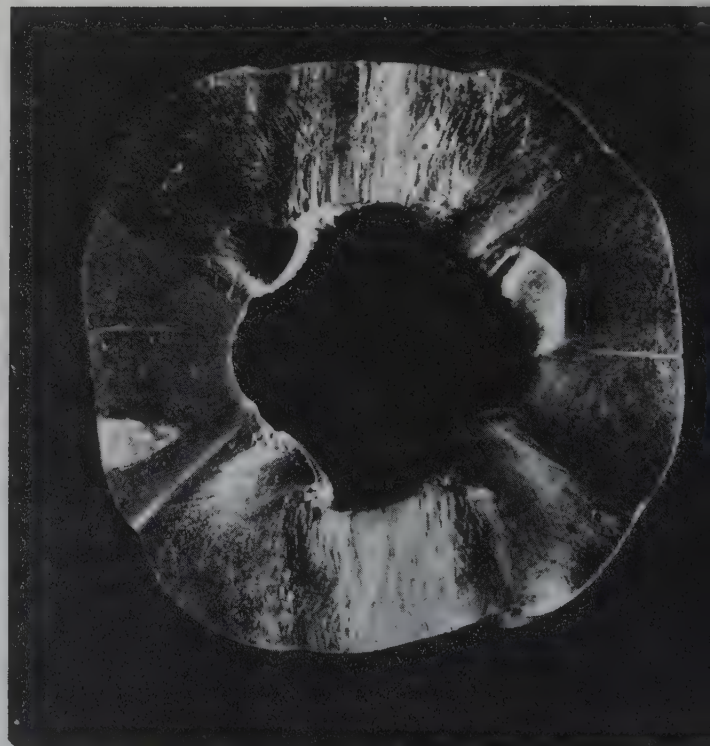
(001)

$[\bar{1}10]$
↑



(115)

$[\bar{1}10]$
↑

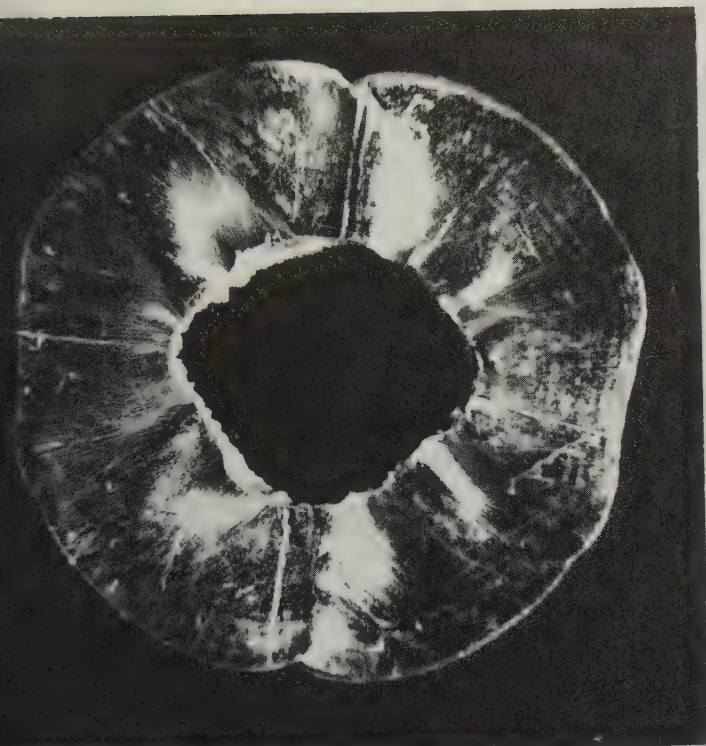


(113)

Déformation de coupes monocristallines d'Aluminium

$$\sigma = 10^8 \text{ dynes/cm}^2, T = 293 \text{ K}$$

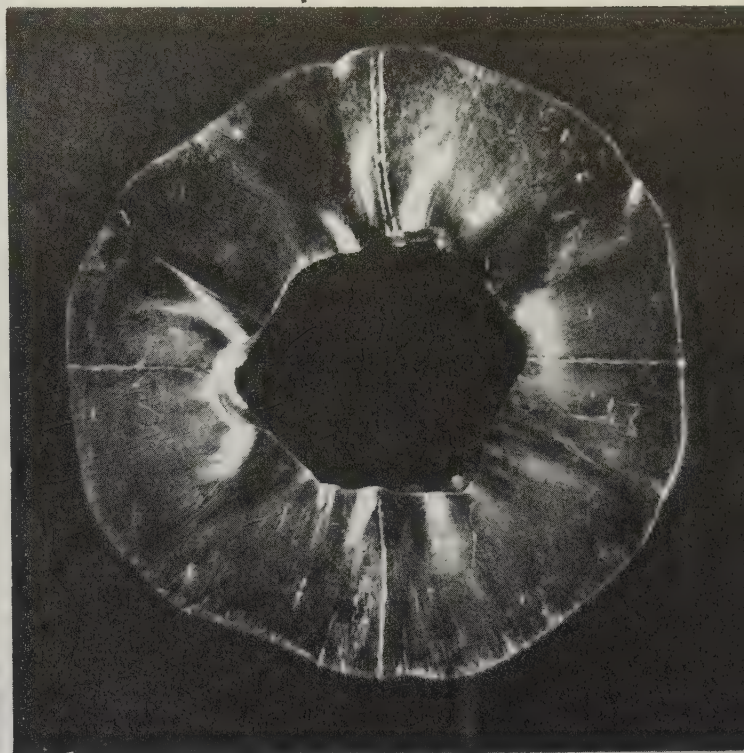
↑ $[\bar{1}10]$



(112)

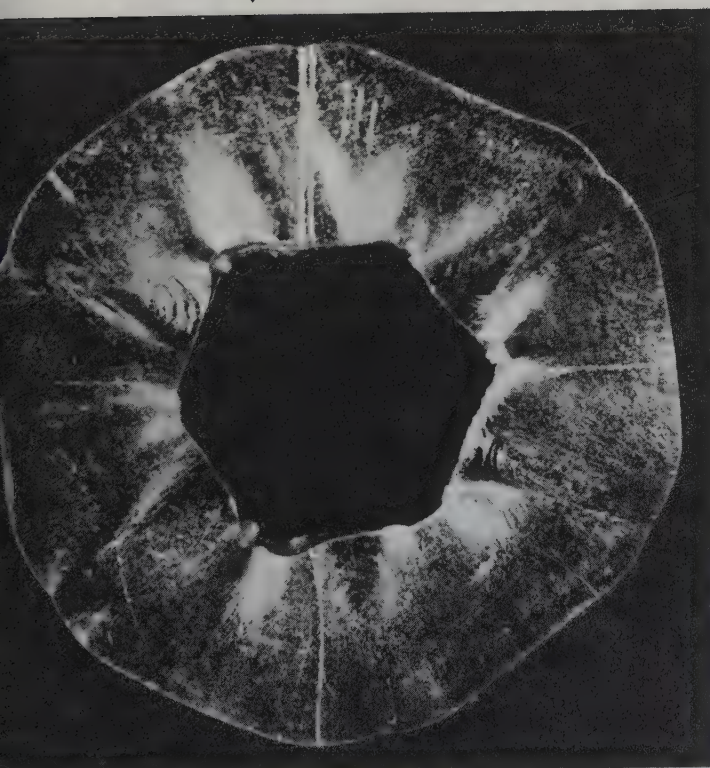
↑ $[\bar{1}10]$

↑ $[\bar{1}10]$

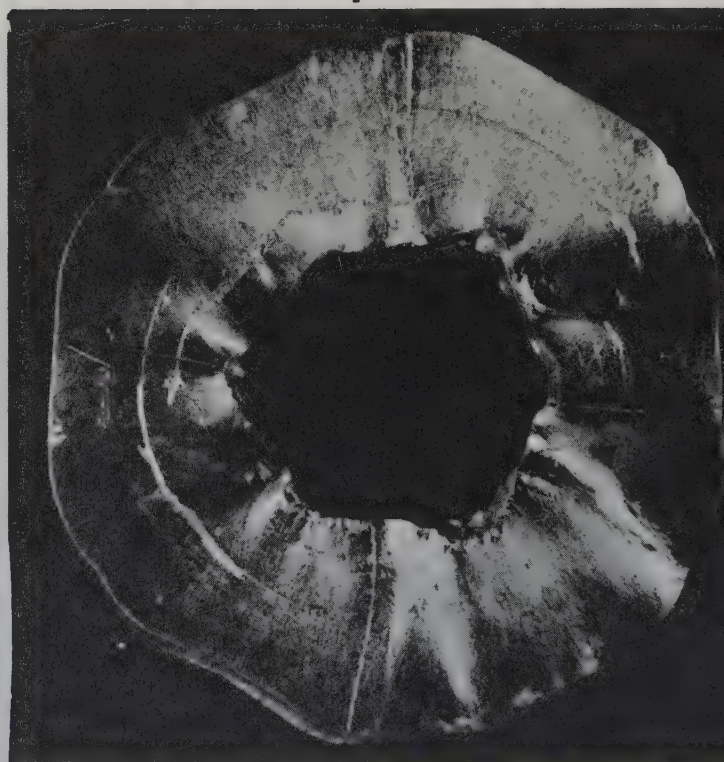


(B)

↑ $[0\bar{1}1]$



(111)

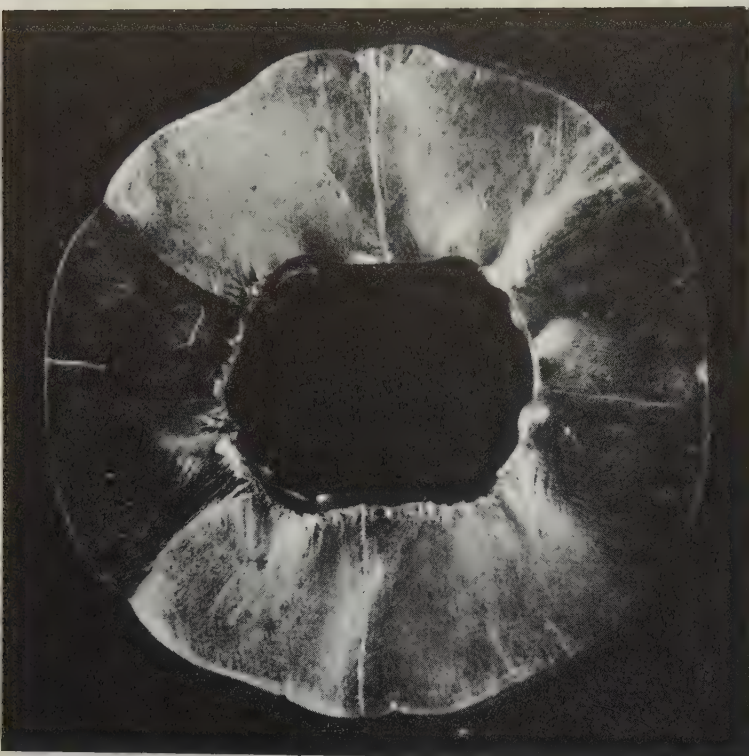


(C)

Déformation de coupes monocristallines d'Aluminium

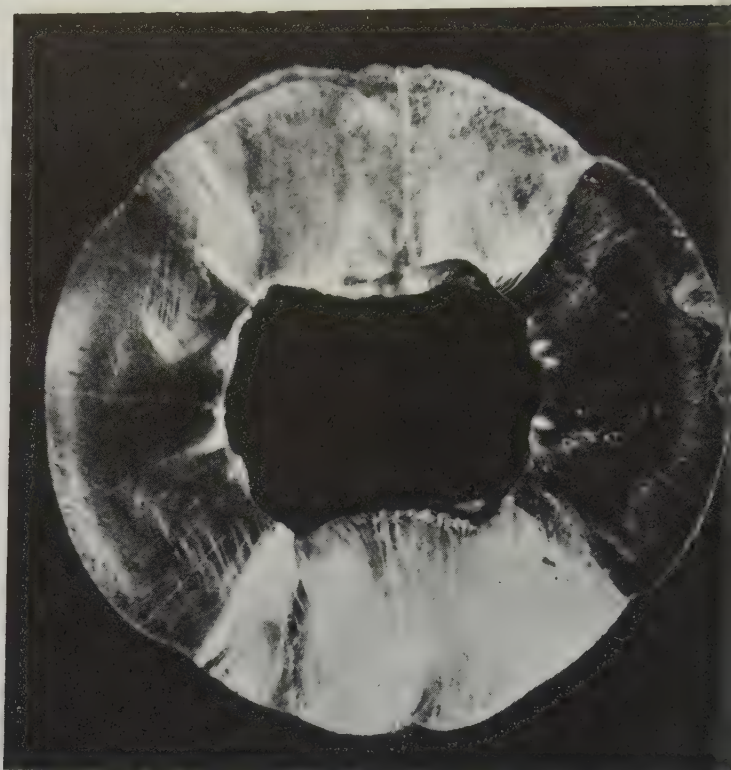
$\sigma = 10^8$ dynes/cm², T = 293 K

↑ [011]



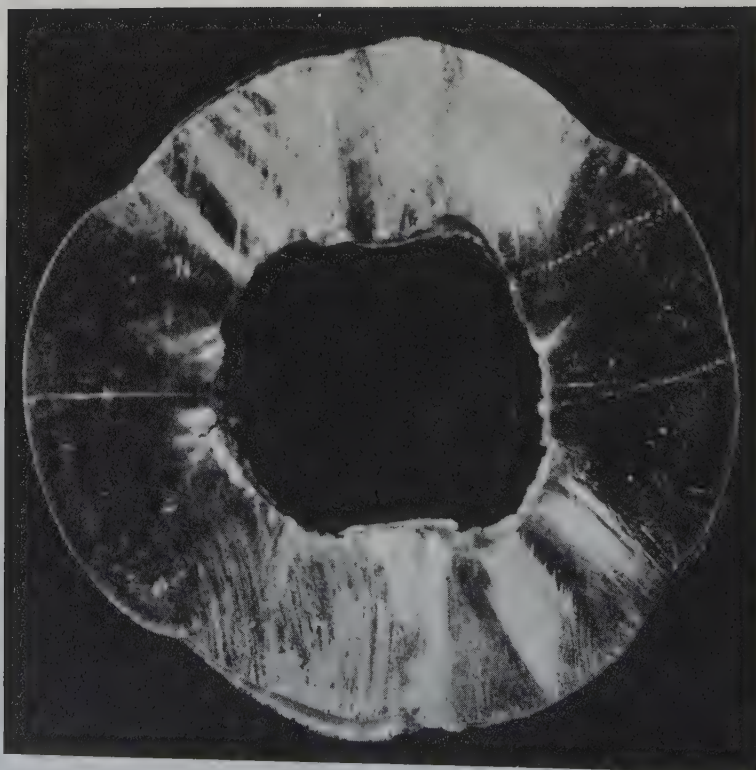
(D)

↑ [011]



(E)

↑ [011]

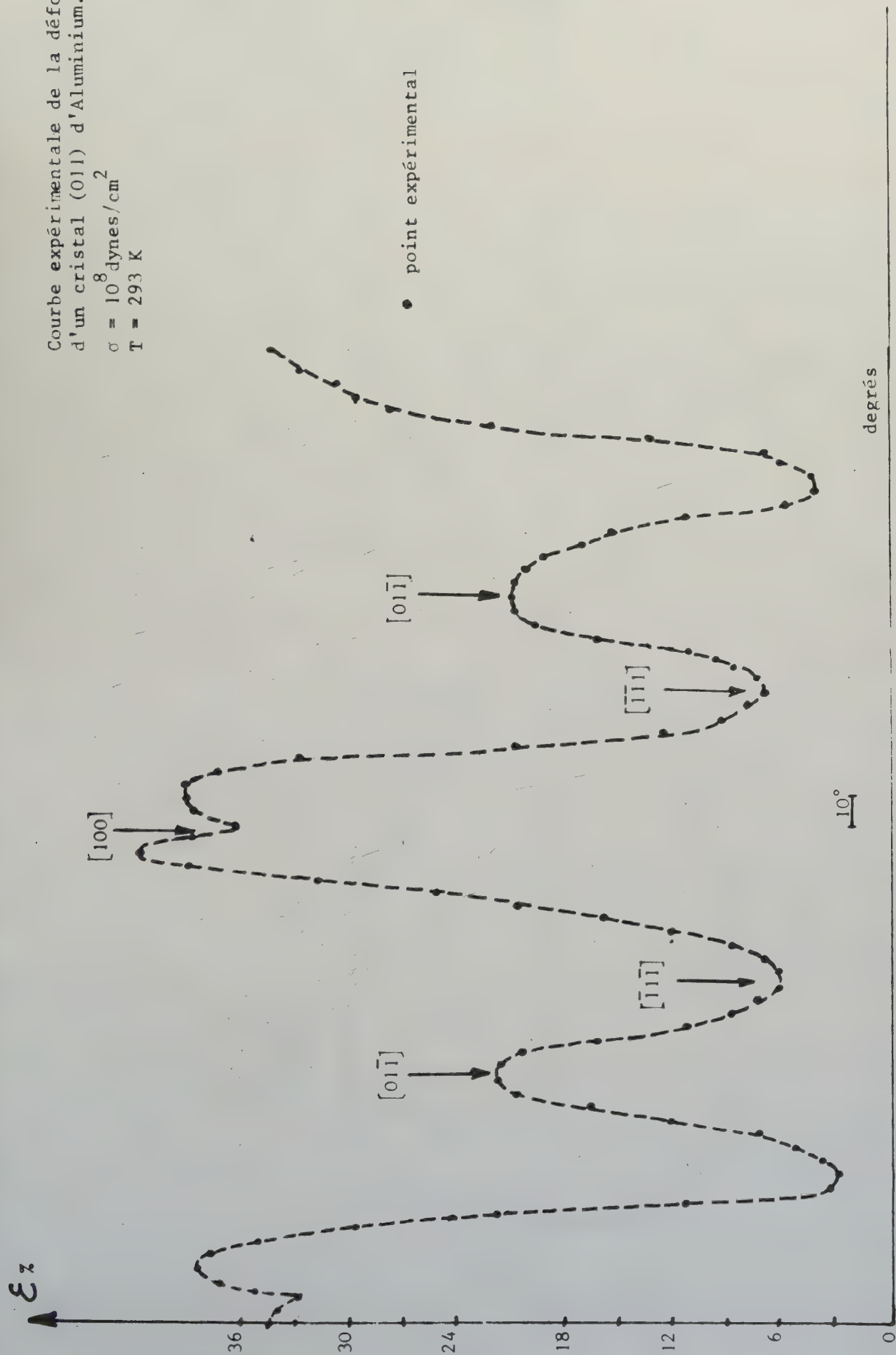


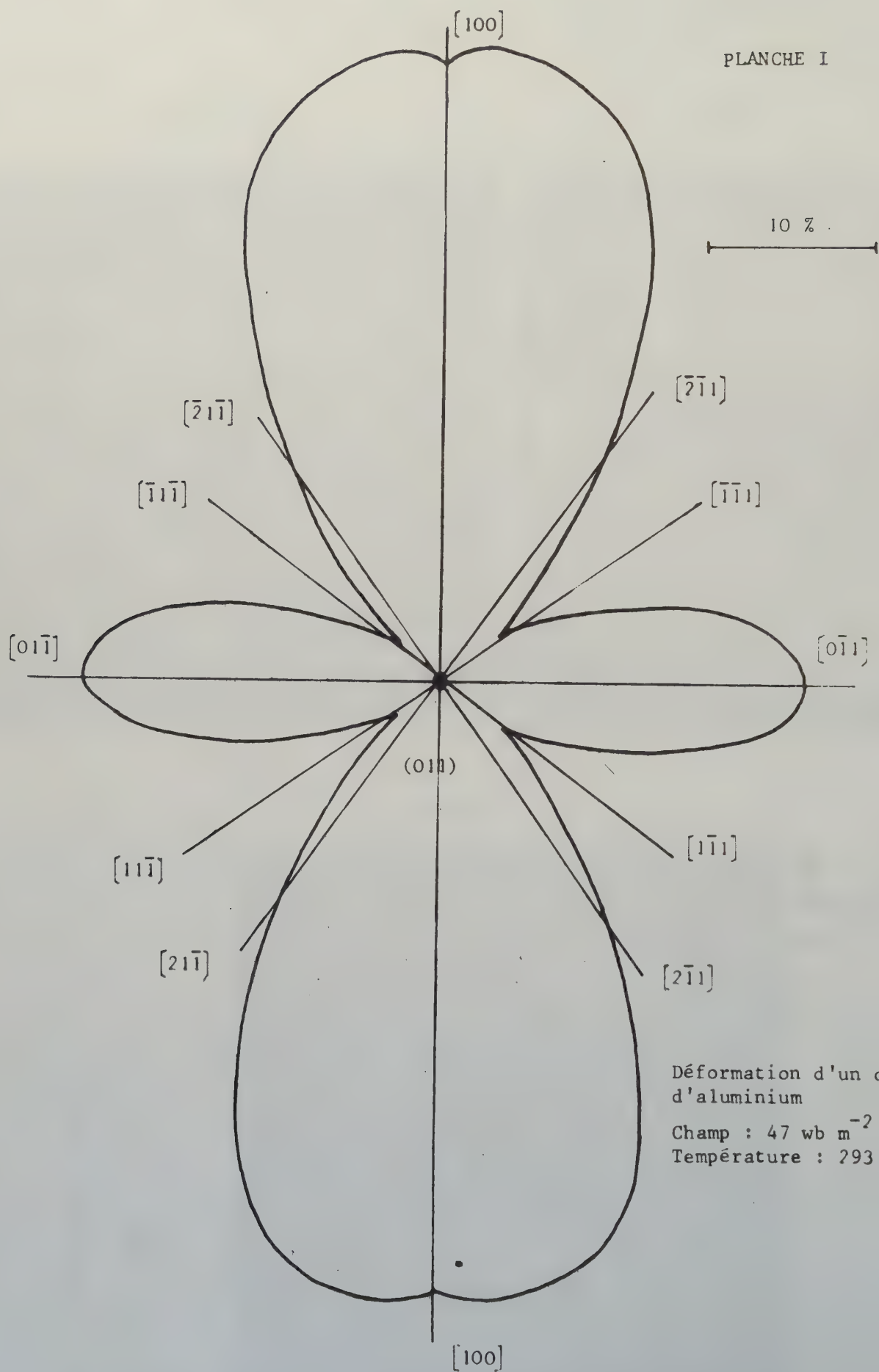
(F)

Courbe expérimentale de la déformation
d'un cristal (011) d'Aluminium.

$\sigma = 10^8 \text{ dynes/cm}^2$

$T = 293 \text{ K}$





Déformation d'un cristal (011)
d'aluminium

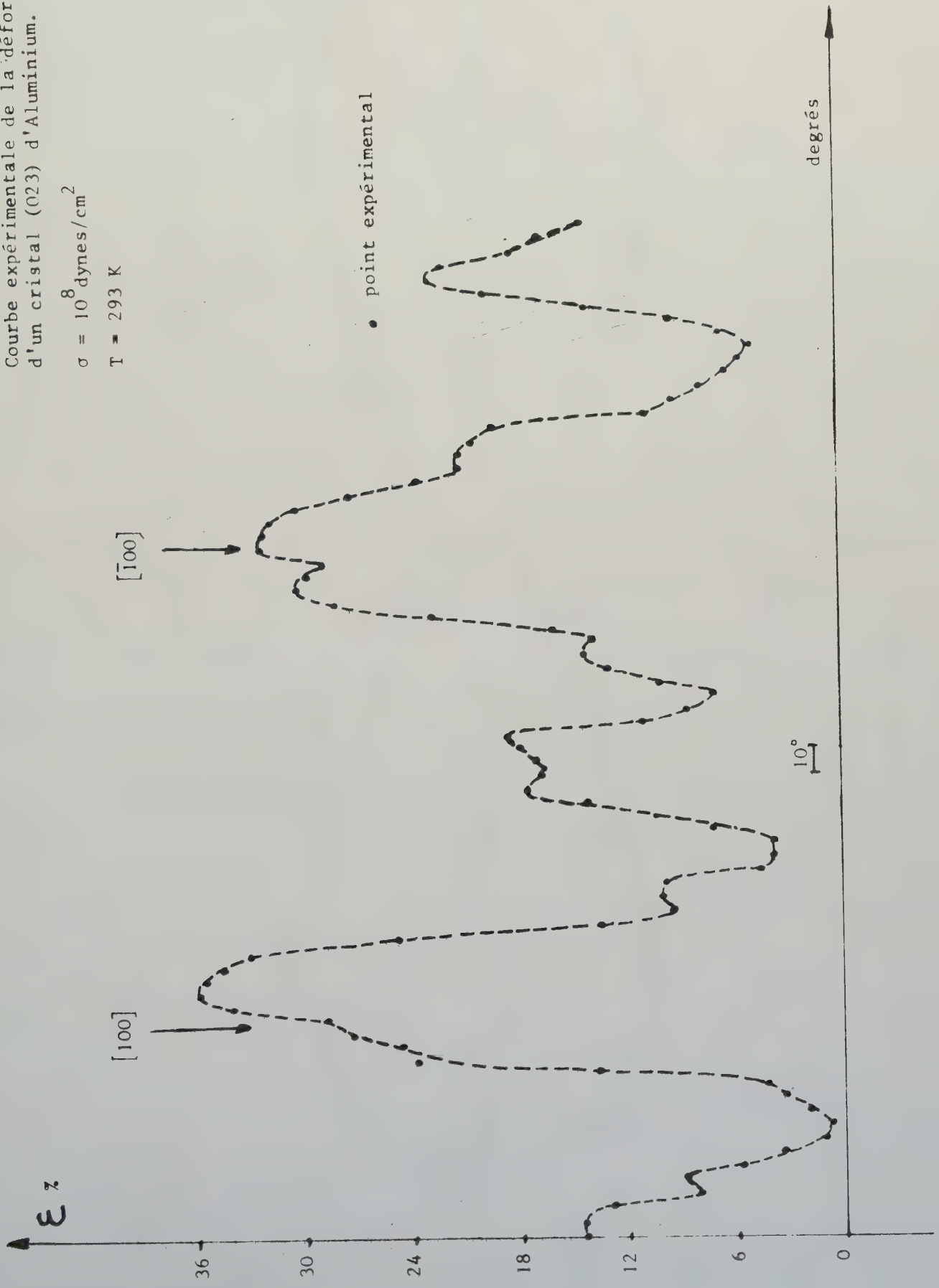
Champ : 47 wb m^{-2}

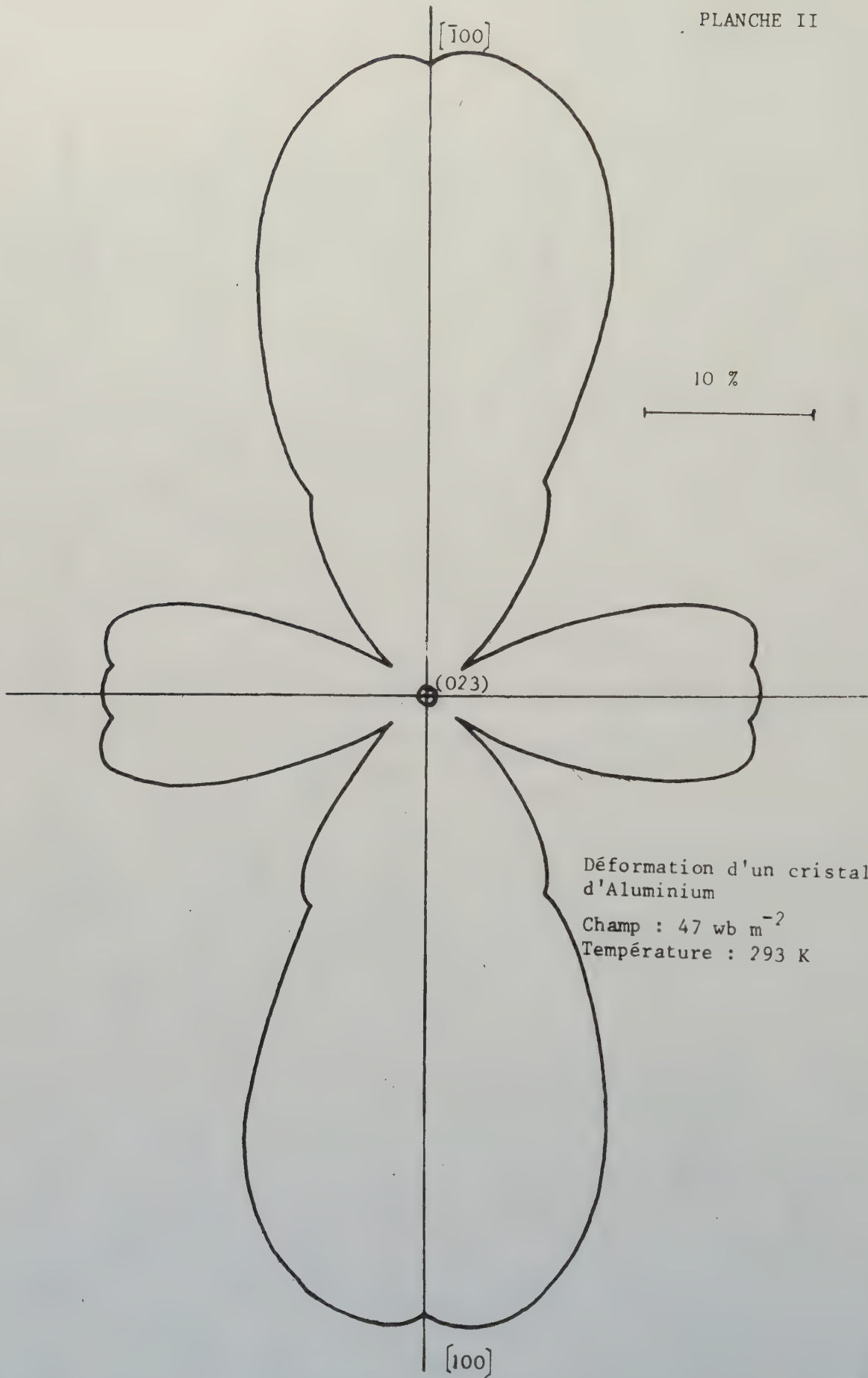
Température : 293 K

Courbe expérimentale de la déformation
d'un cristal (023) d'Aluminium.

$\sigma = 10^8$ dynes/cm²

T = 293 K





Courbe expérimentale de la déformation
d'un cristal (012) d'Aluminium.

$\sigma = 10^8 \text{ dynes/cm}^2$

$T = 293 \text{ K}$

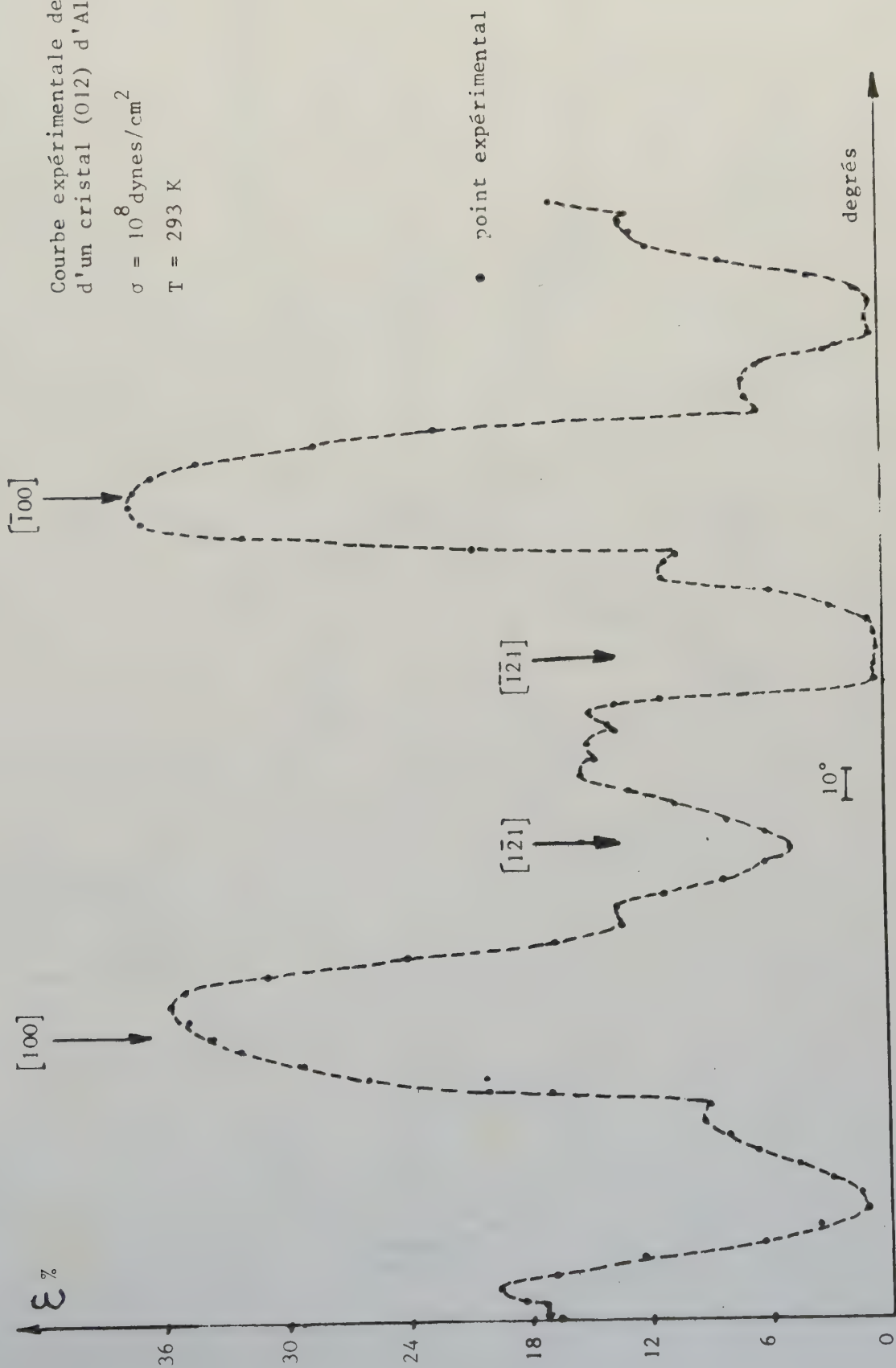
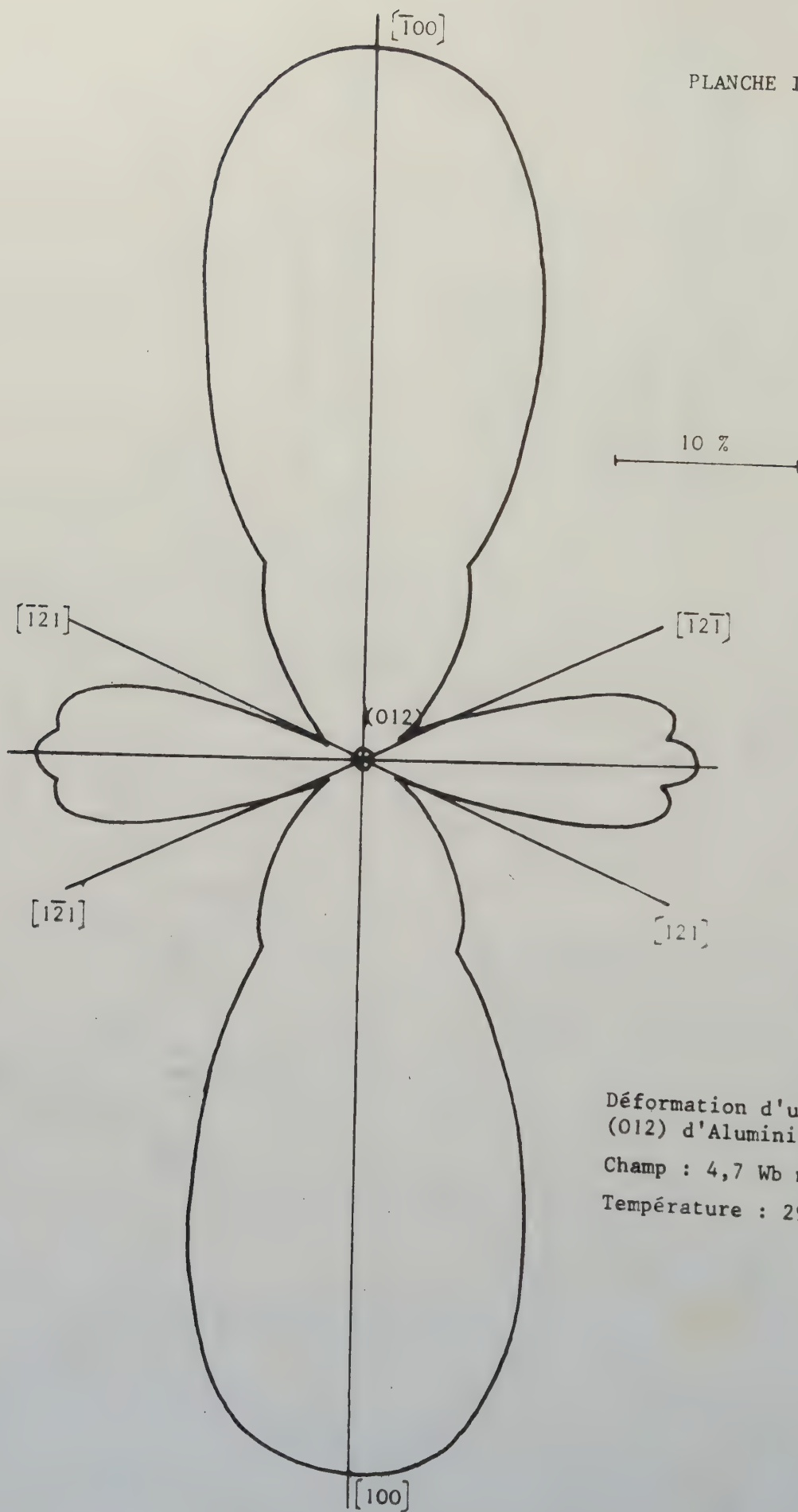


PLANCHE III



Déformation d'un cristal
(012) d'Aluminium
Champ : 4,7 Wb m⁻²
Température : 293 K

Courbe expérimentale de la déformation
d'un cristal (013) d'Aluminium.

$$\sigma = 10^8 \text{ dynes/cm}^2$$

$$T = 293 \text{ K}$$

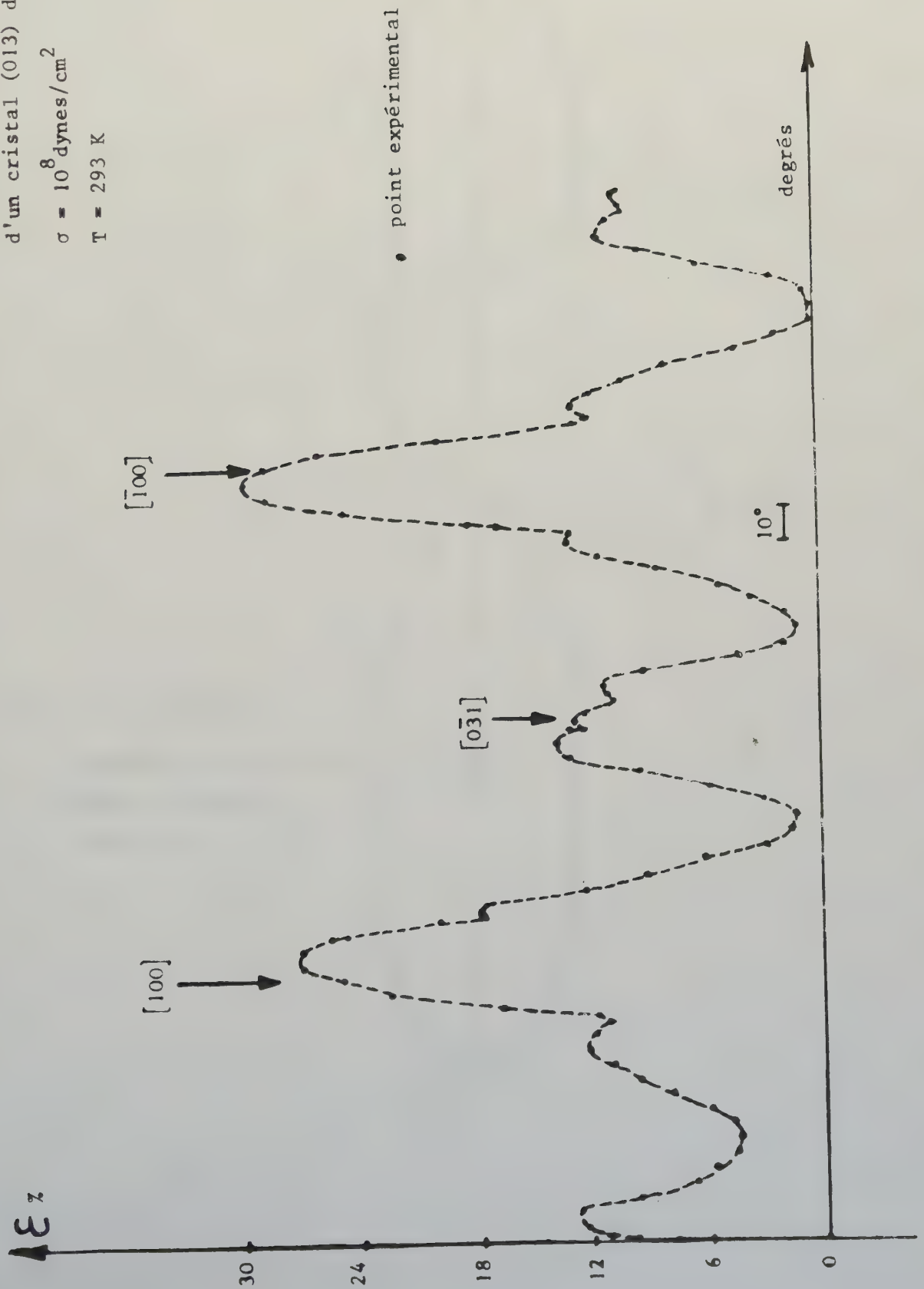
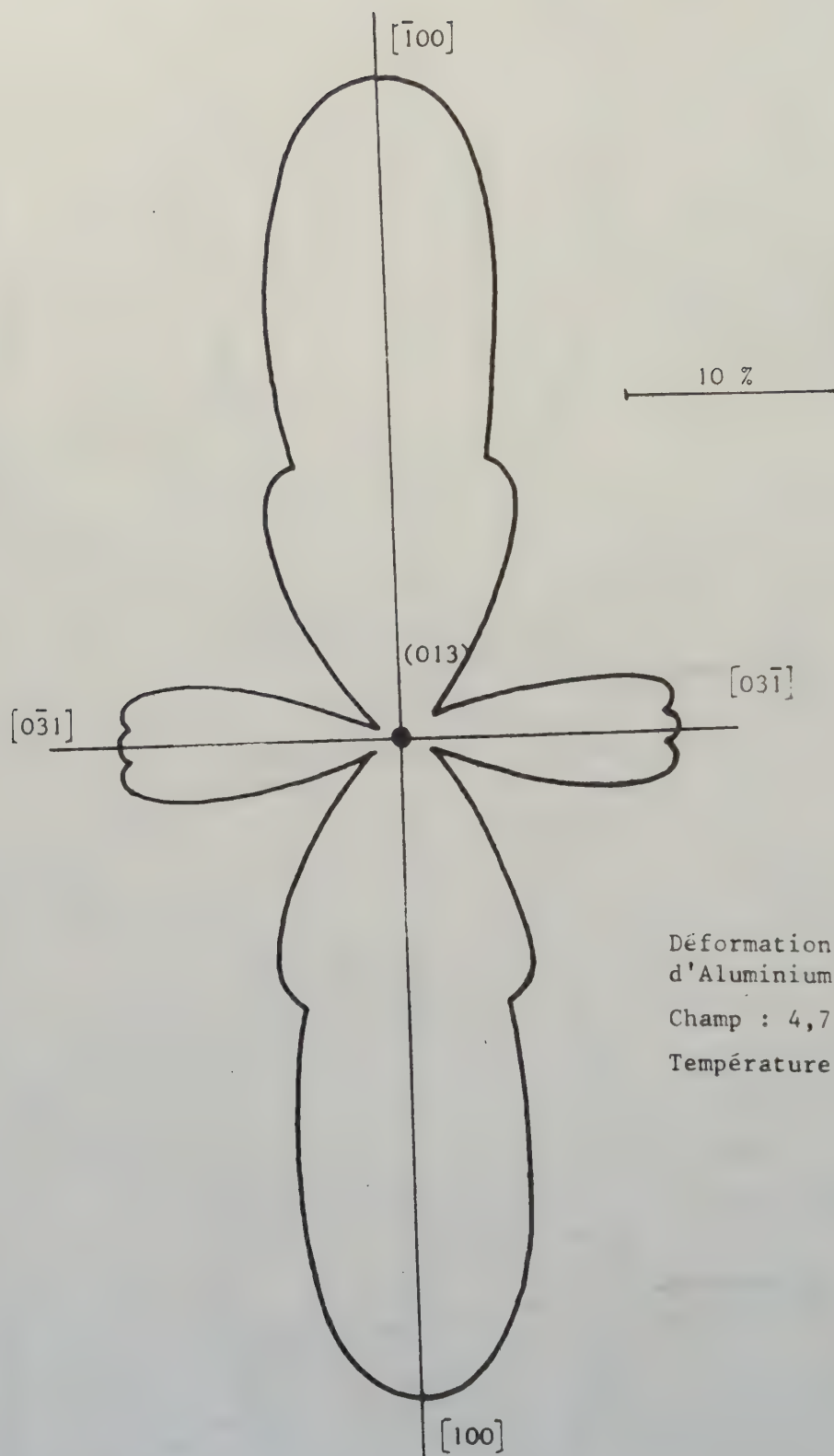


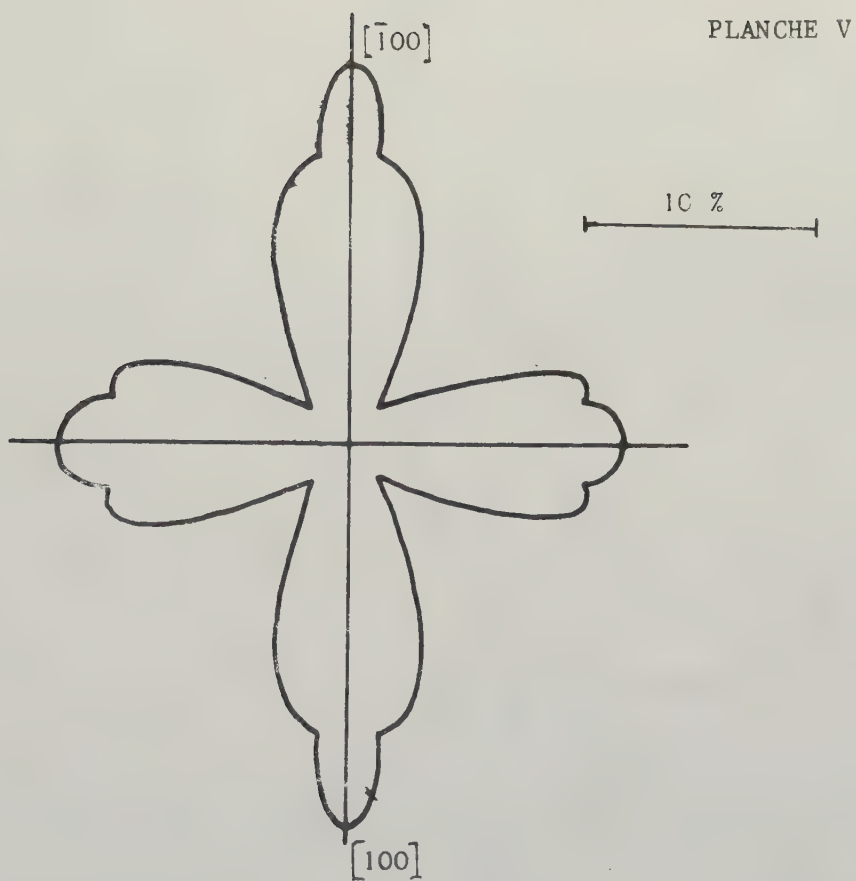
PLANCHE IV



Déformation d'un cristal (013)
d'Aluminium

Champ : $4,7 \text{ Wb m}^{-2}$

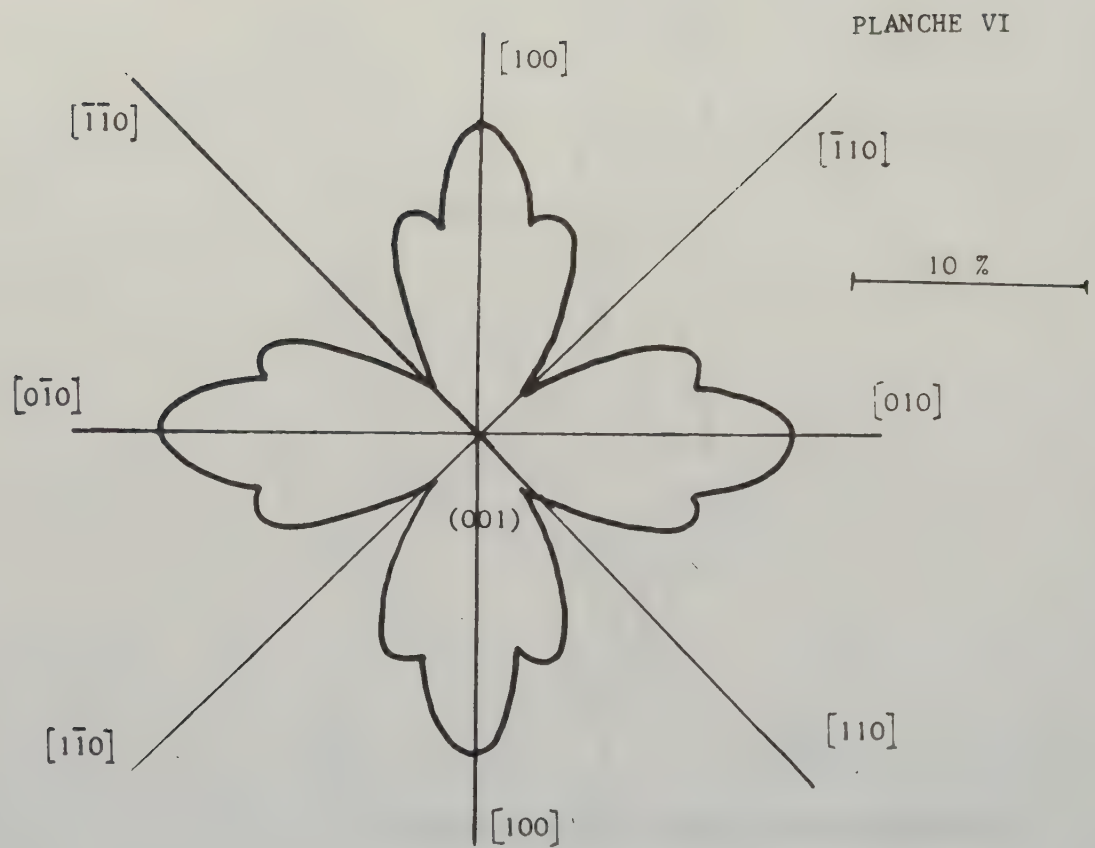
Température : 293 K



Déformation du cristal (A) d'Aluminium

Champ : $4,7 \text{ Wb m}^{-2}$

Température : 293 K



Déformation d'un cristal (001) d'Aluminium

Champ : $4,7 \text{ Wb m}^{-2}$

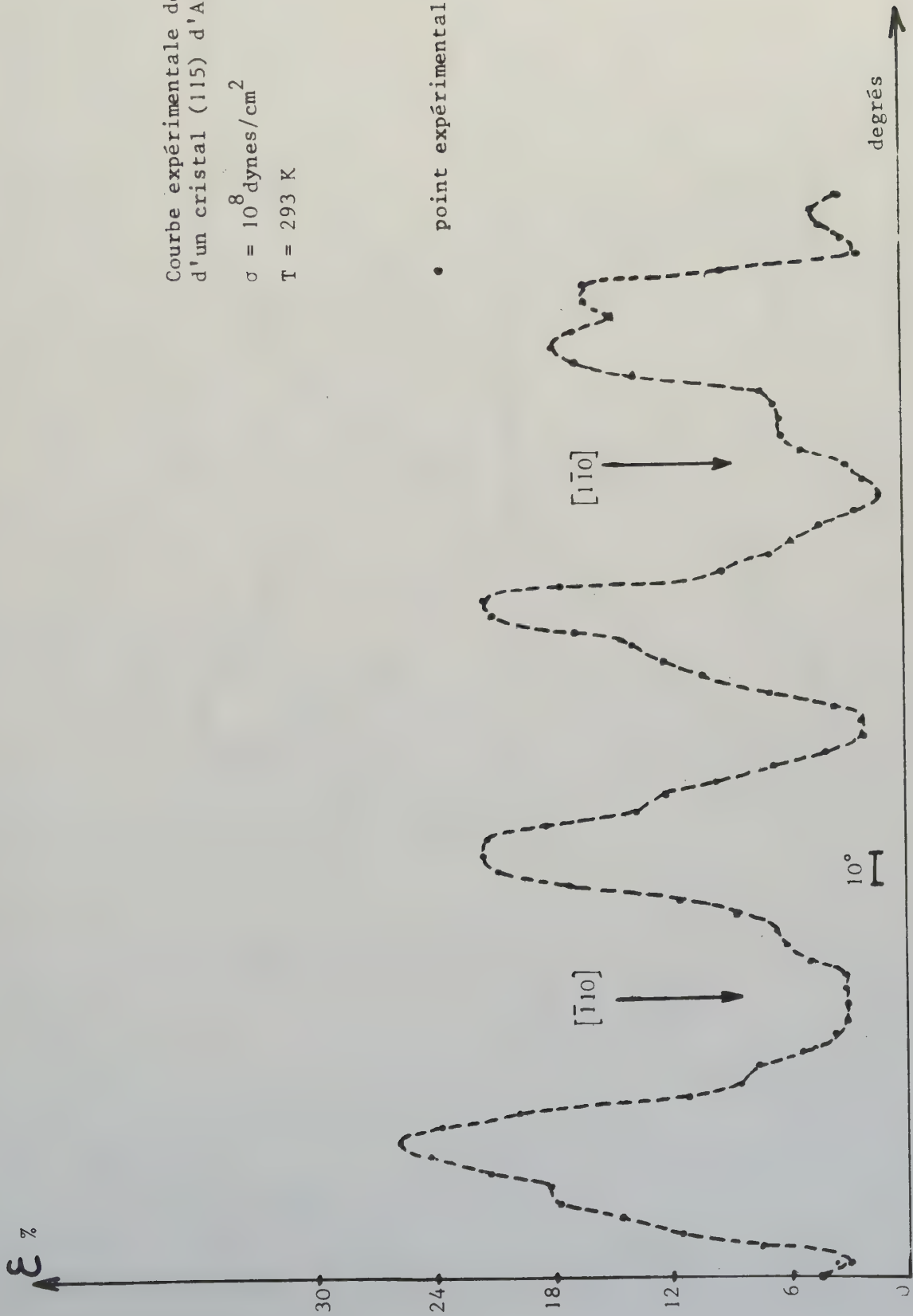
Température : 293 K

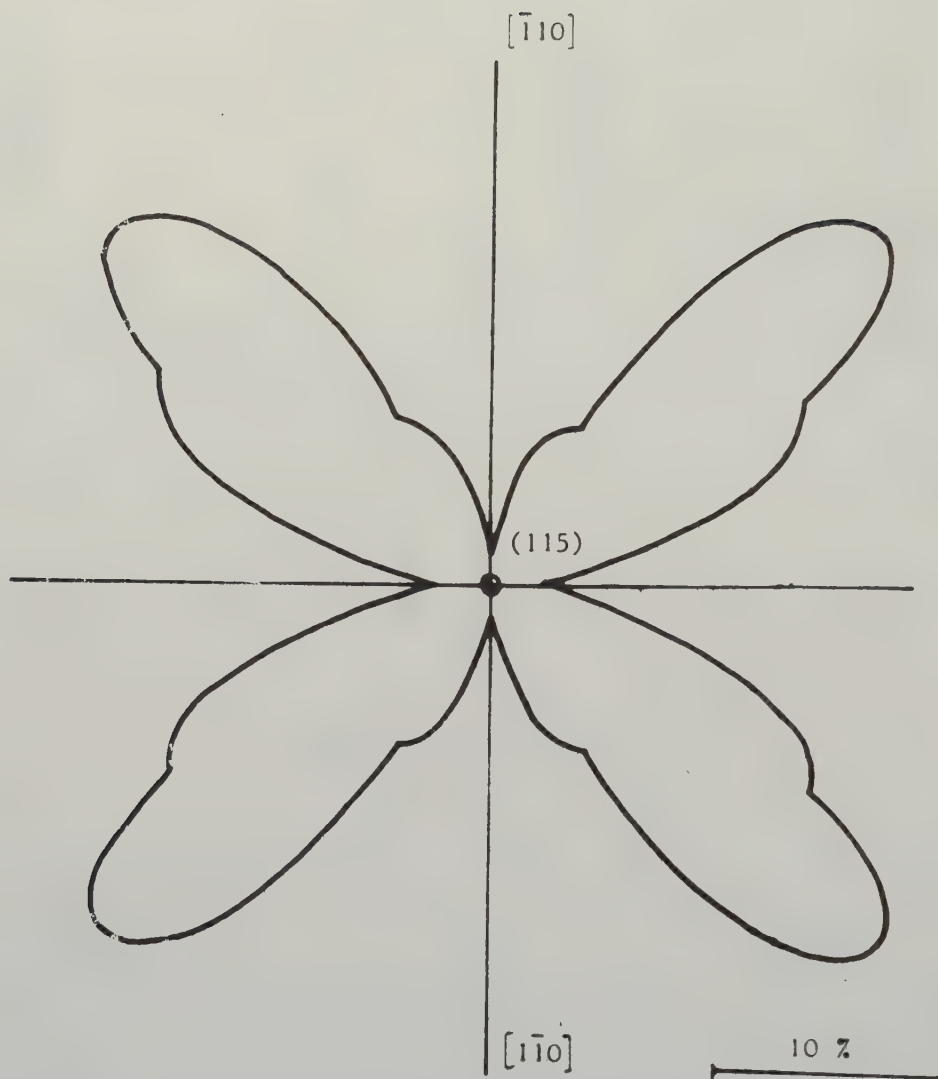
Courbe expérimentale de la déformation
d'un cristal (115) d'Aluminium.

$$\sigma = 10^8 \text{ dynes/cm}^2$$

$$T = 293 \text{ K}$$

• point expérimental





Déformation d'un cristal (115) d'Aluminium

Champ : 4,7 Wb m⁻²

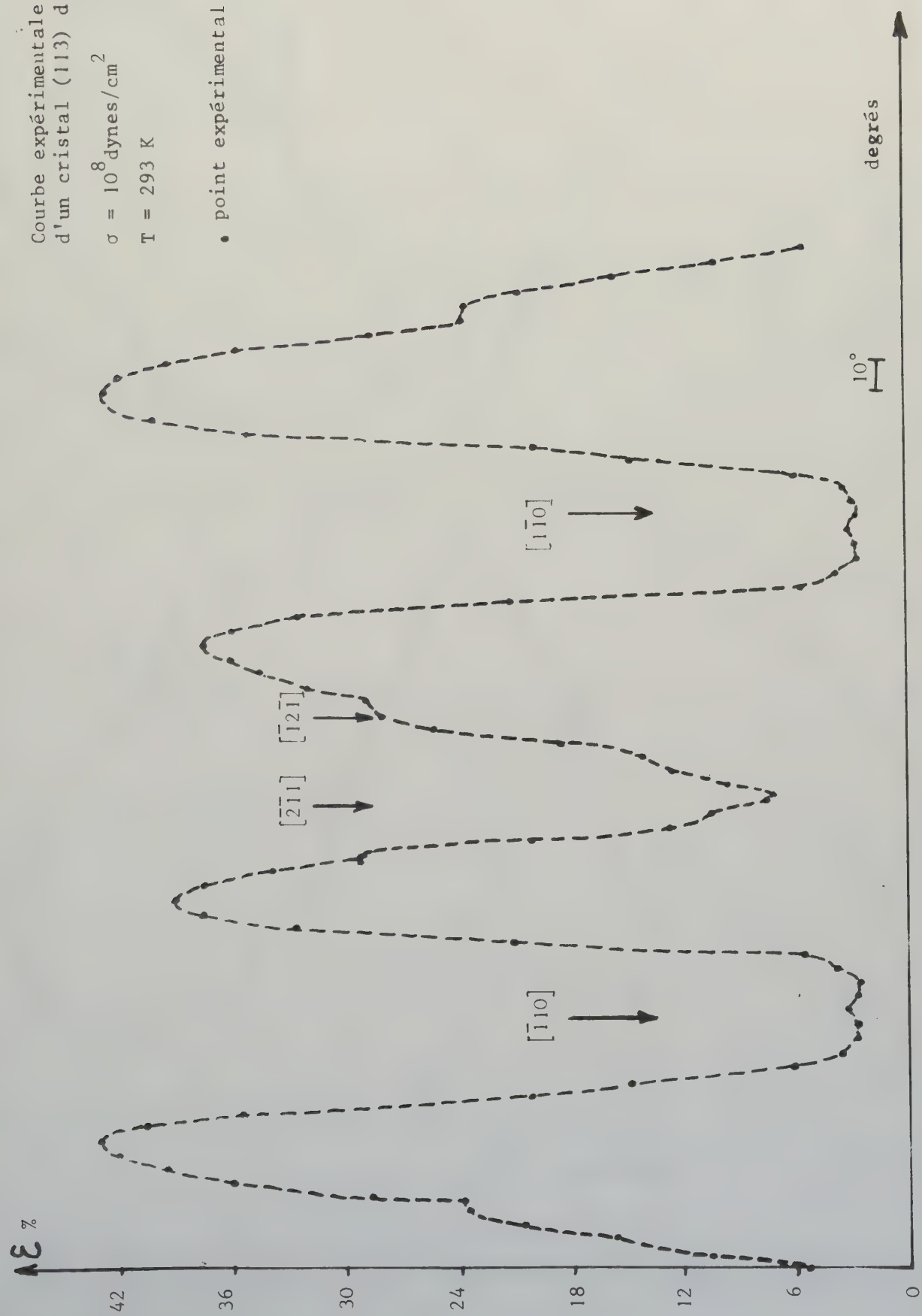
Température : 293 K

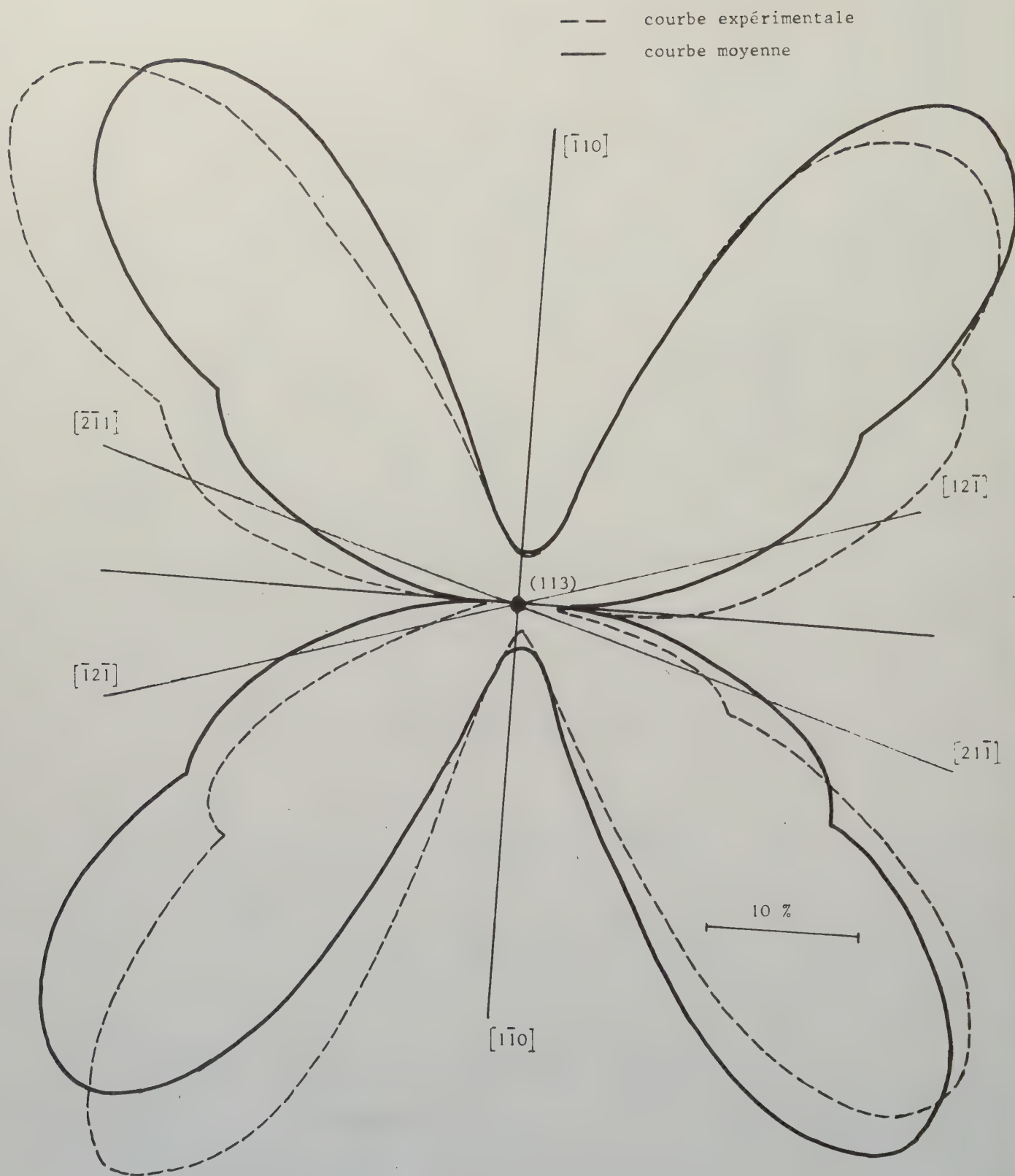
Courbe expérimentale de la déformation
d'un cristal (113) d'Aluminium.

$\sigma = 10^8 \text{ dynes/cm}^2$

$T = 293 \text{ K}$

• point expérimental





Déformation d'un cristal (113) d'Aluminium

Champ : $4,7 \text{ Wb m}^{-2}$

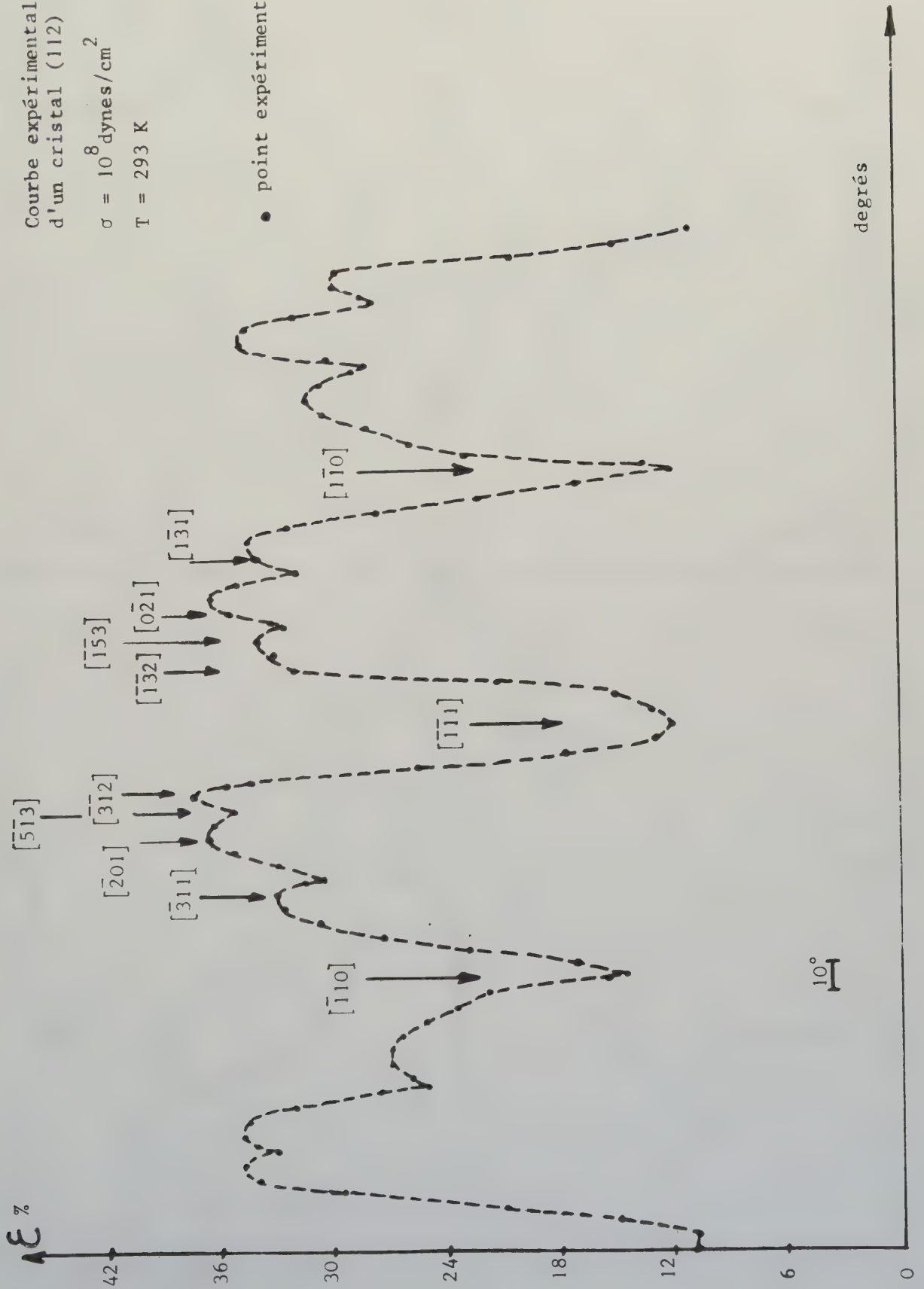
Température : 293 K

Courbe expérimentale de la déformation
d'un cristal (112) d'Aluminium.

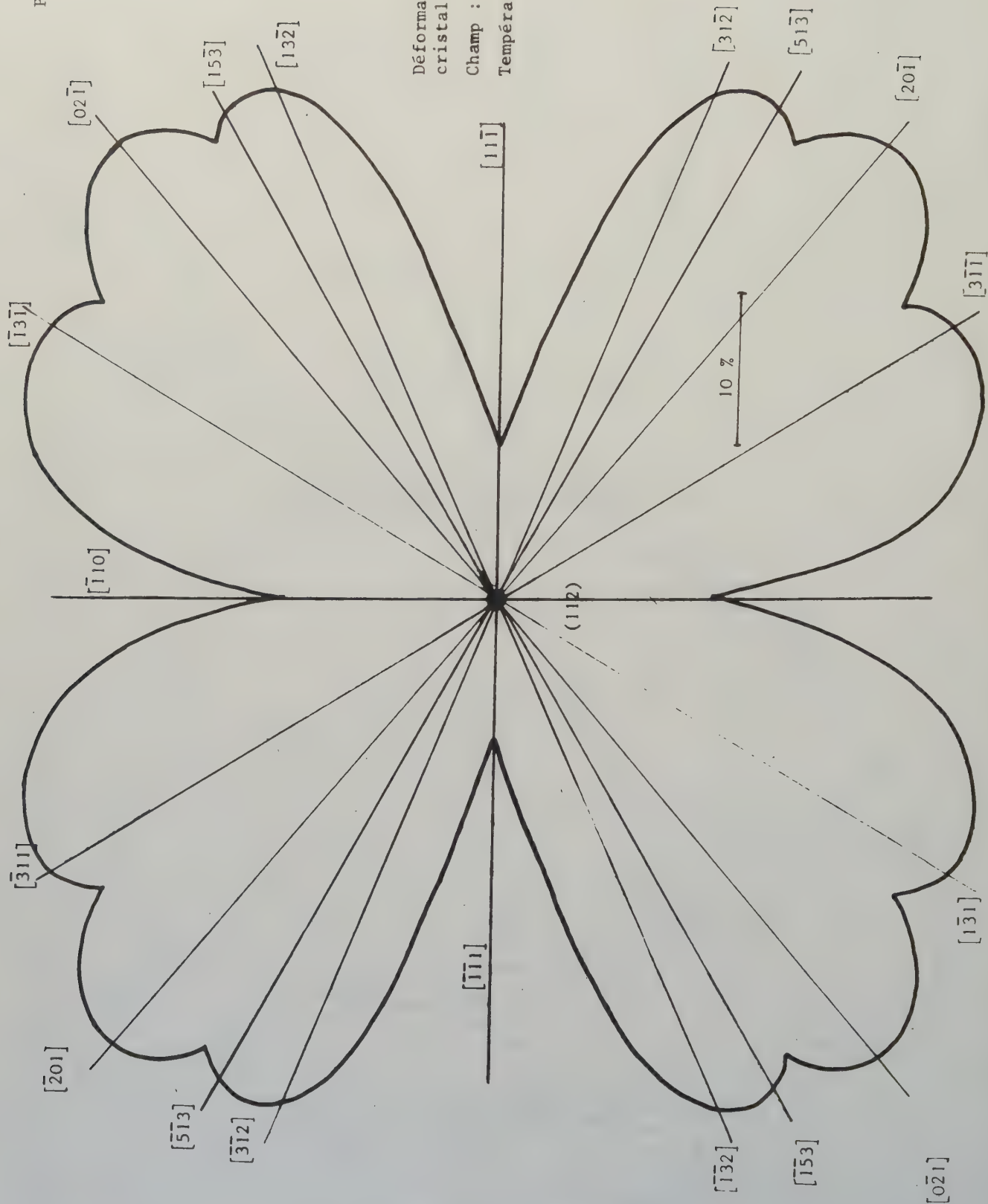
$\sigma = 10^8 \text{ dynes/cm}^2$

$T = 293 \text{ K}$

• point expérimental



Déformation d'un
cristal (112) d'Aluminium
Champ : $4,7 \text{ Wb m}^{-2}$
Température : 293 K



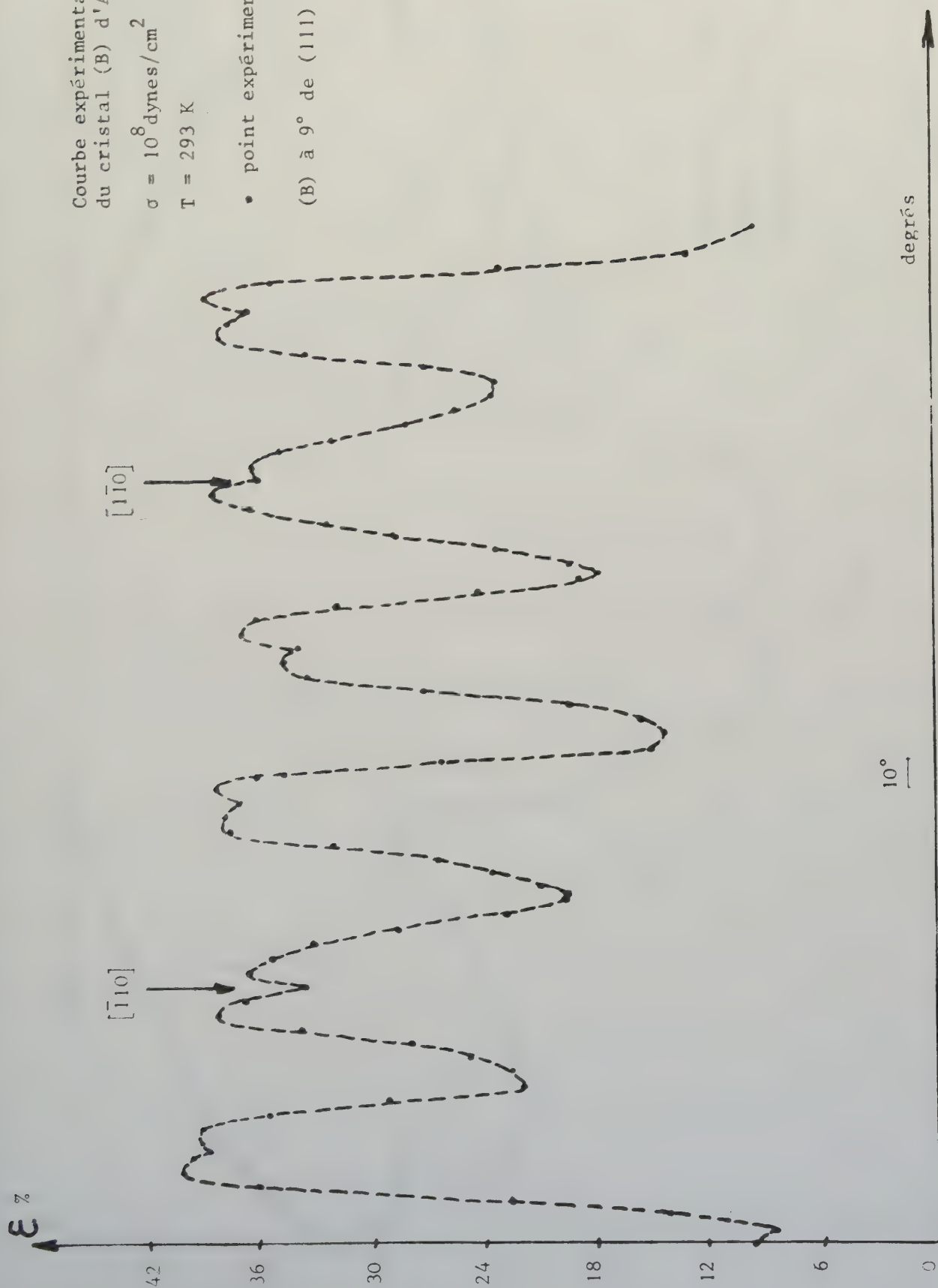
Courbe expérimentale de la déformation
du cristal (B) d'Aluminium.

$\sigma = 10^8 \text{ dynes/cm}^2$

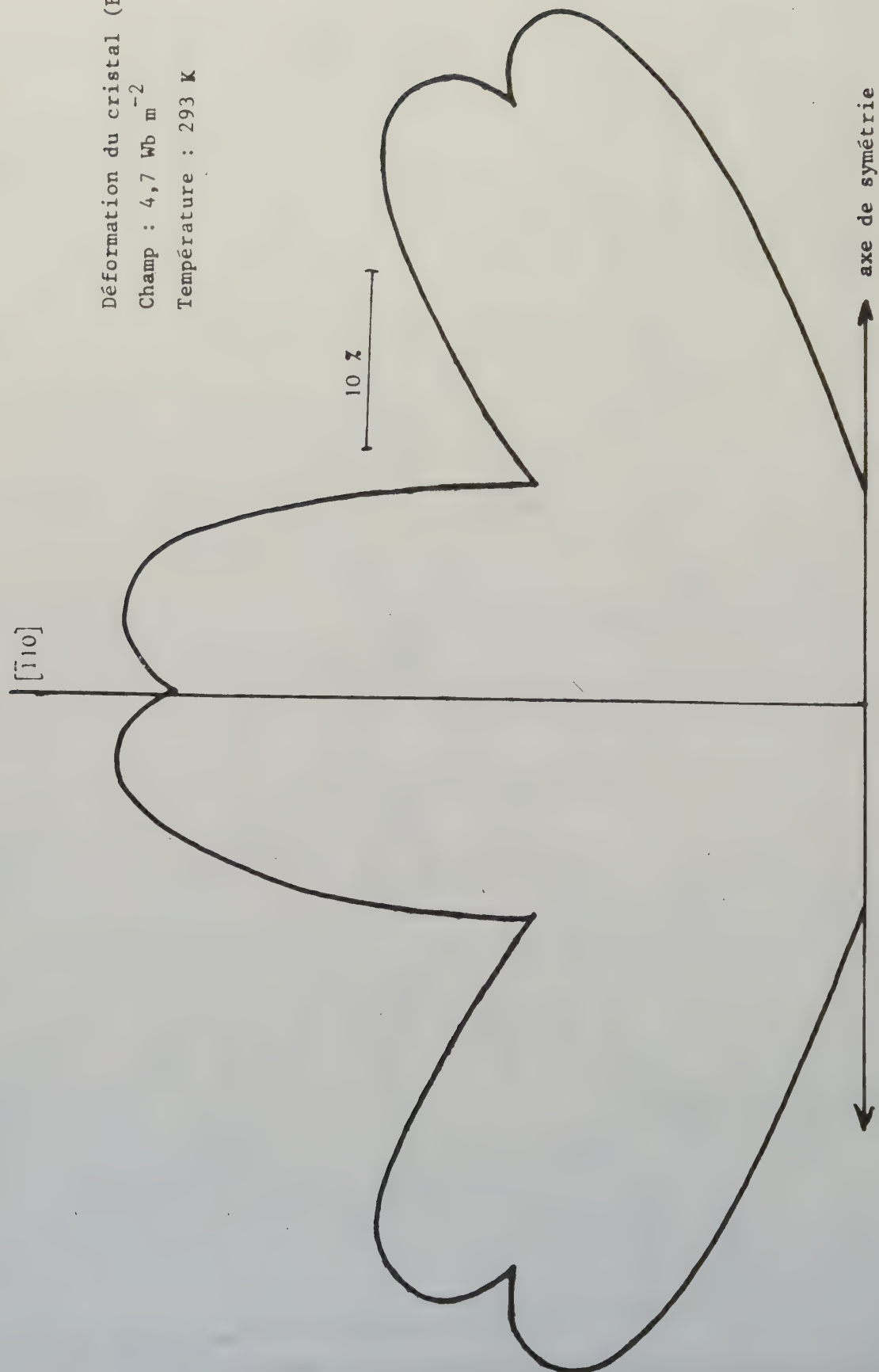
$T = 293 \text{ K}$

• point expérimental

(B) à 9° de (111)



Déformation du cristal (B) d'Aluminium
Champ : $4,7 \text{ Wb m}^{-2}$
Température : 293 K



Courbe expérimentale de la déformation
d'un cristal (111) d'Aluminium.
 $\sigma = 10^8$ dynes/cm²
 $T = 293$ K

• point expérimental

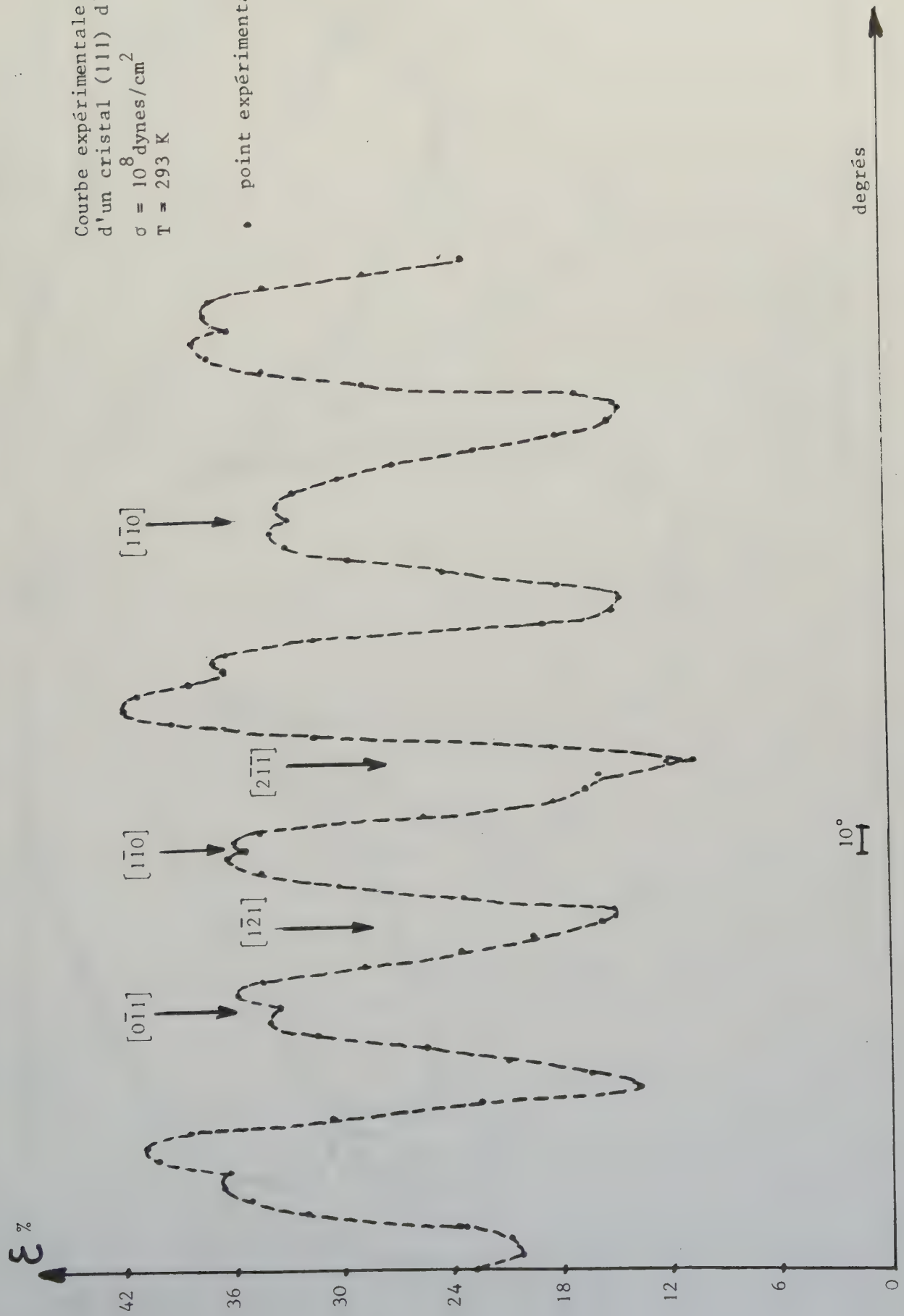
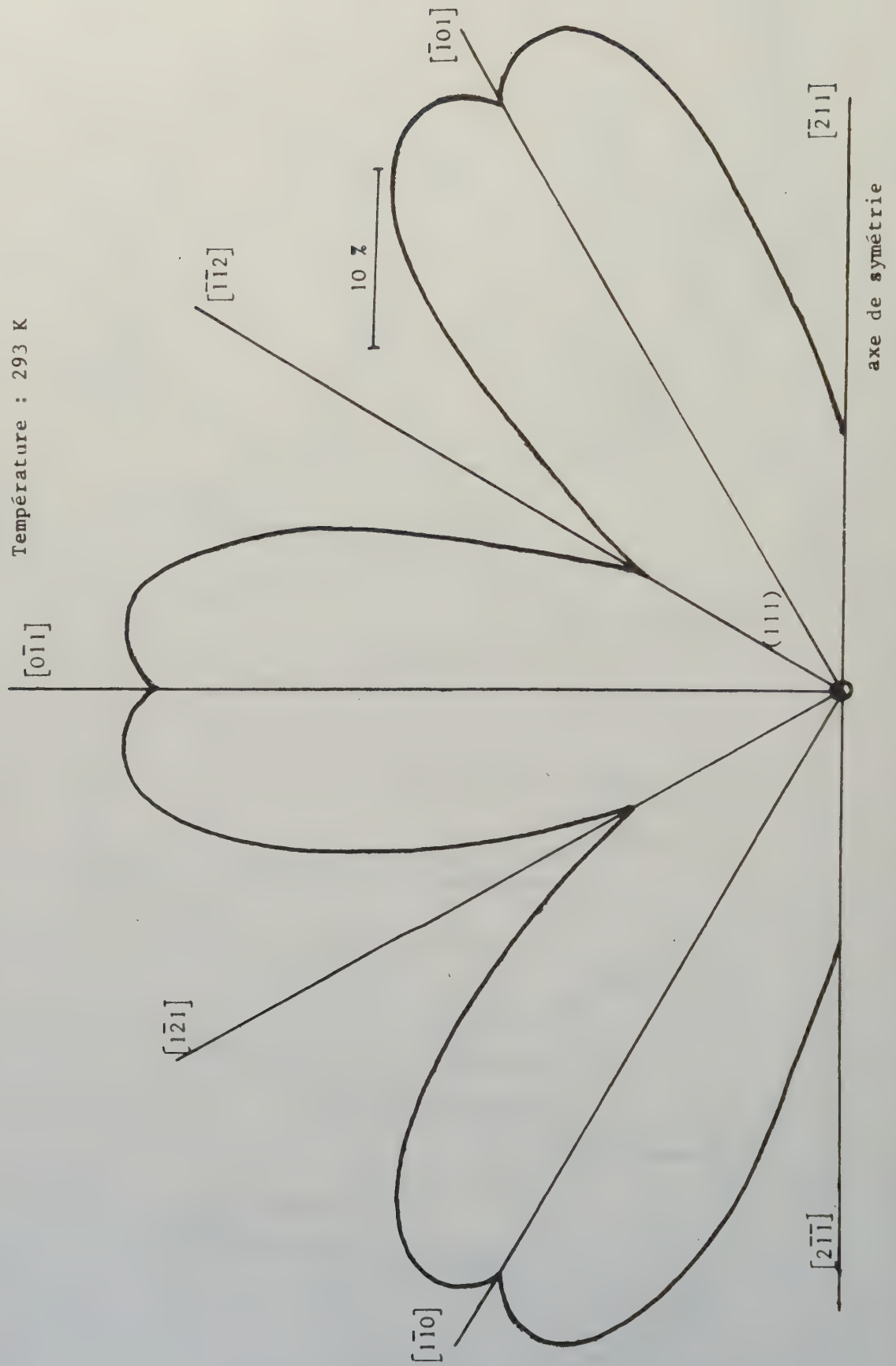


PLANCHE XI

Déformation d'un cristal (111) d'Aluminium
Champ : $4,7 \text{ Wb m}^{-2}$
Température : 293 K



Courbe expérimentale de la déformation
du cristal (C) d'Aluminium.

(C) à 9° de (111)

$\sigma = 10^8$ dynes/cm²

T = 293 K

• point expérimental

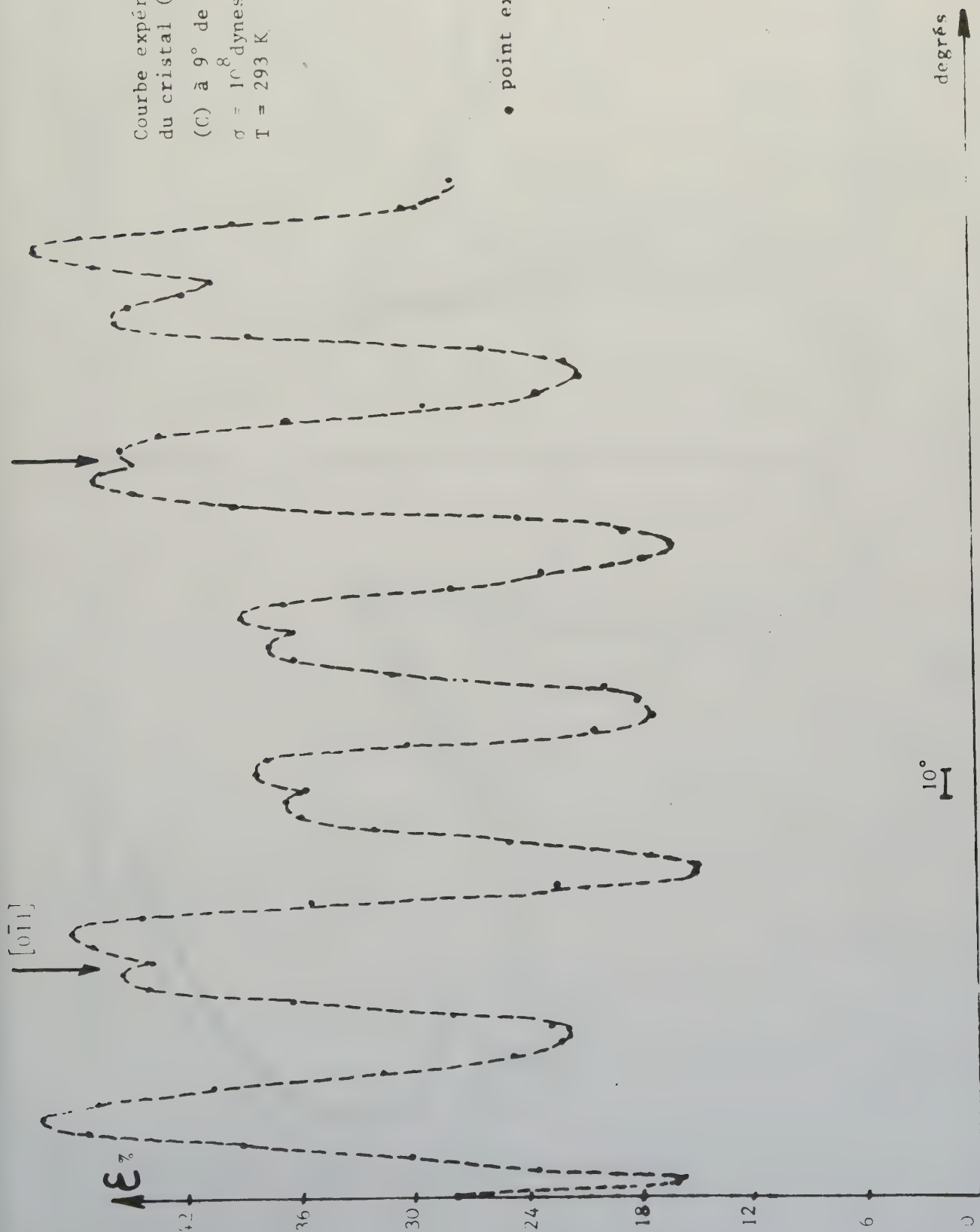
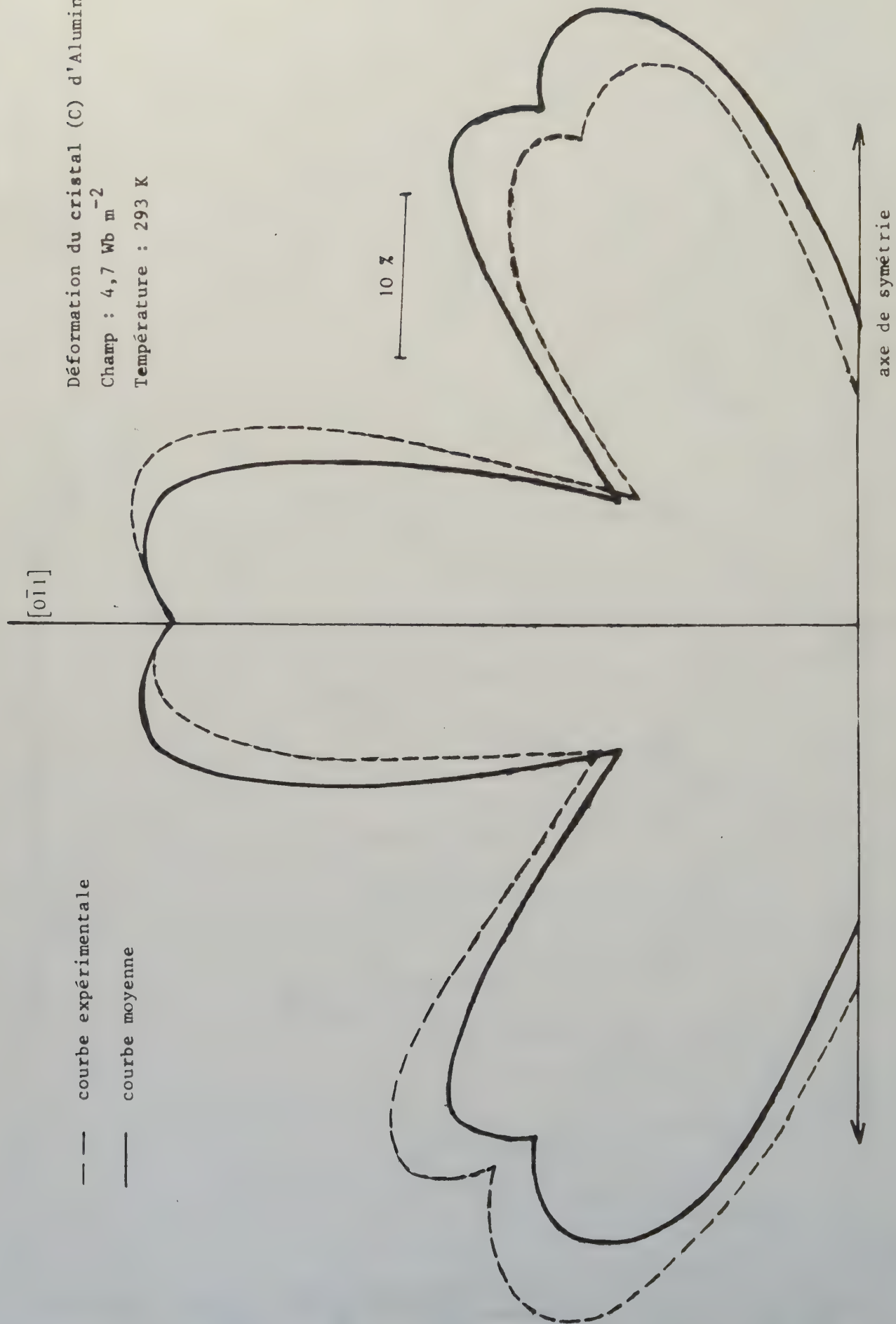


PLANCHE XII

Déformation du cristal (C) d'Aluminium

Champ : $4,7 \text{ Wb m}^{-2}$

Température : 293 K



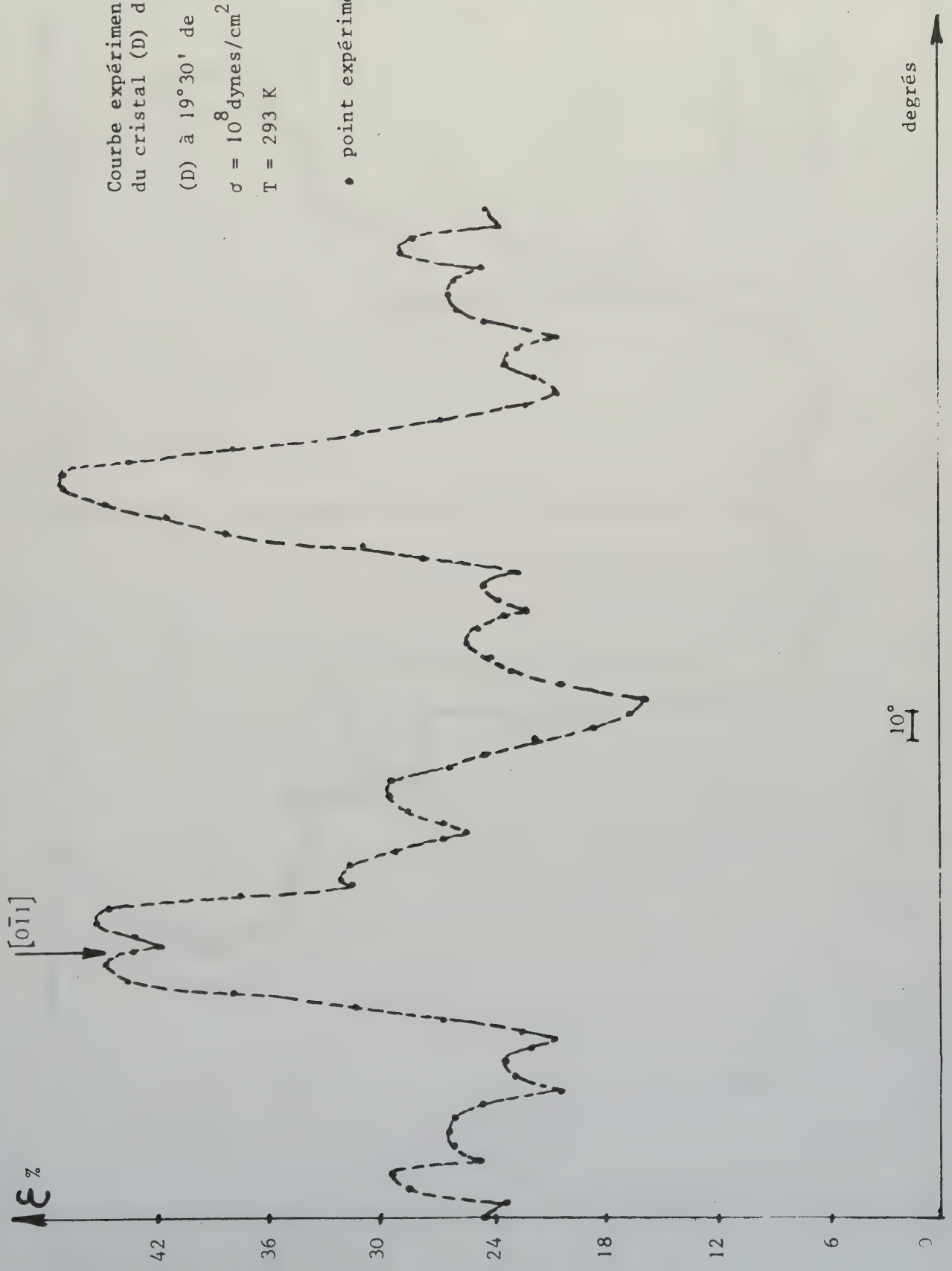
Courbe expérimentale de la déformation
du cristal (D) d'Aluminium.

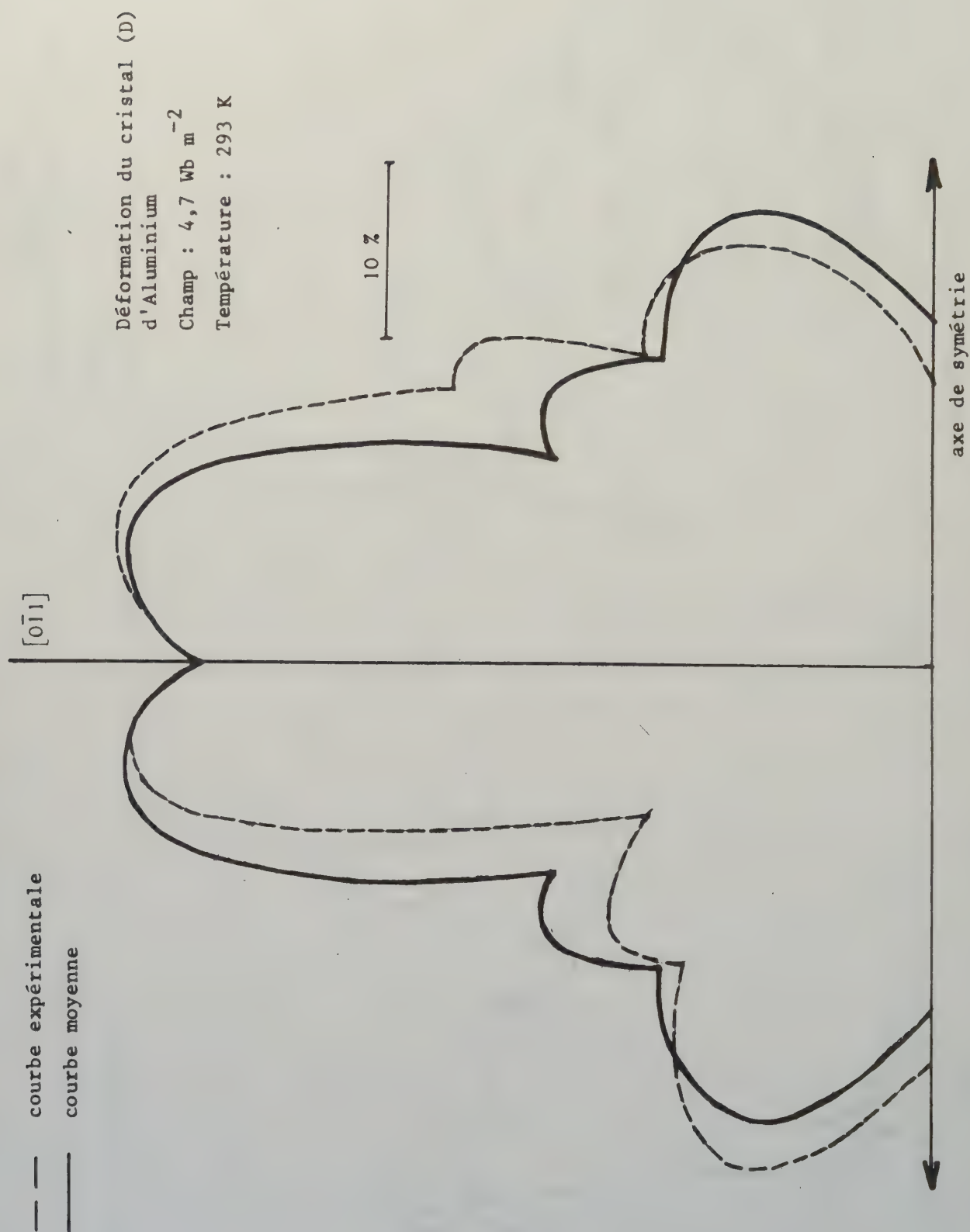
(D) à $19^{\circ}30'$ de (111)

$\sigma = 10^8$ dynes/cm²

T = 293 K

• point expérimental





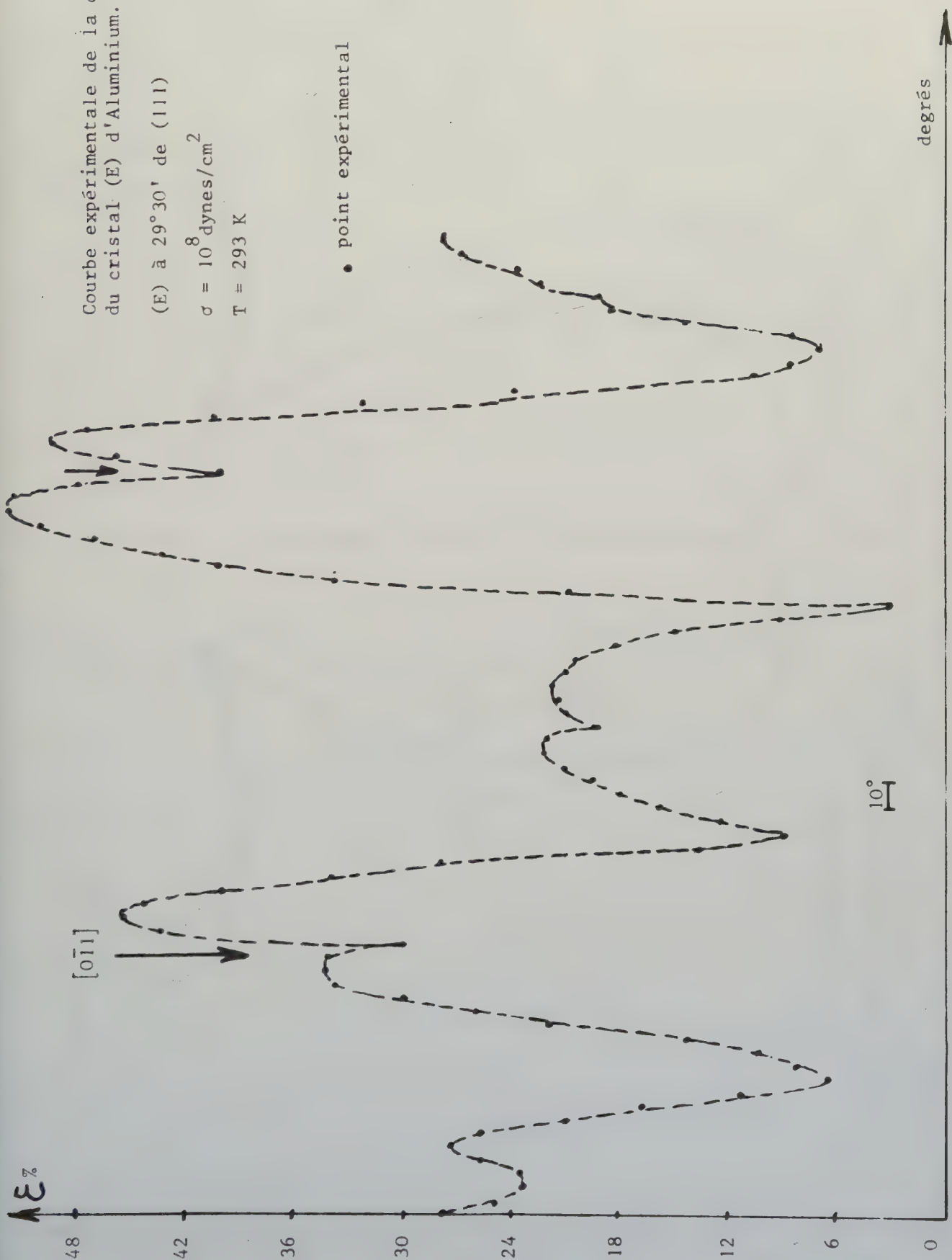
Courbe expérimentale de la déformation
du cristal (E) d'Aluminium.

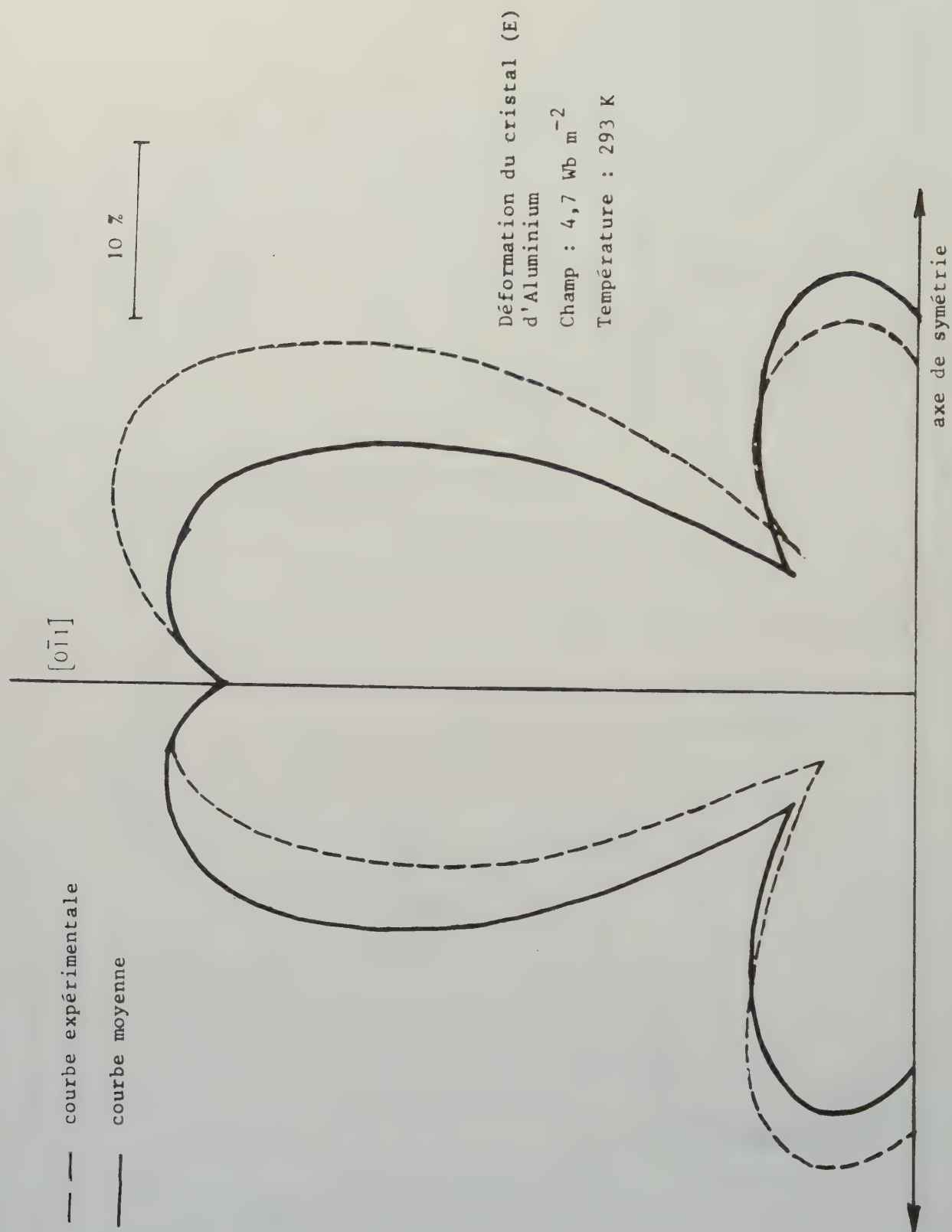
(E) à $29^{\circ}30'$ de (111)

$\sigma = 10^8$ dynes/cm²

T = 293 K

• point expérimental





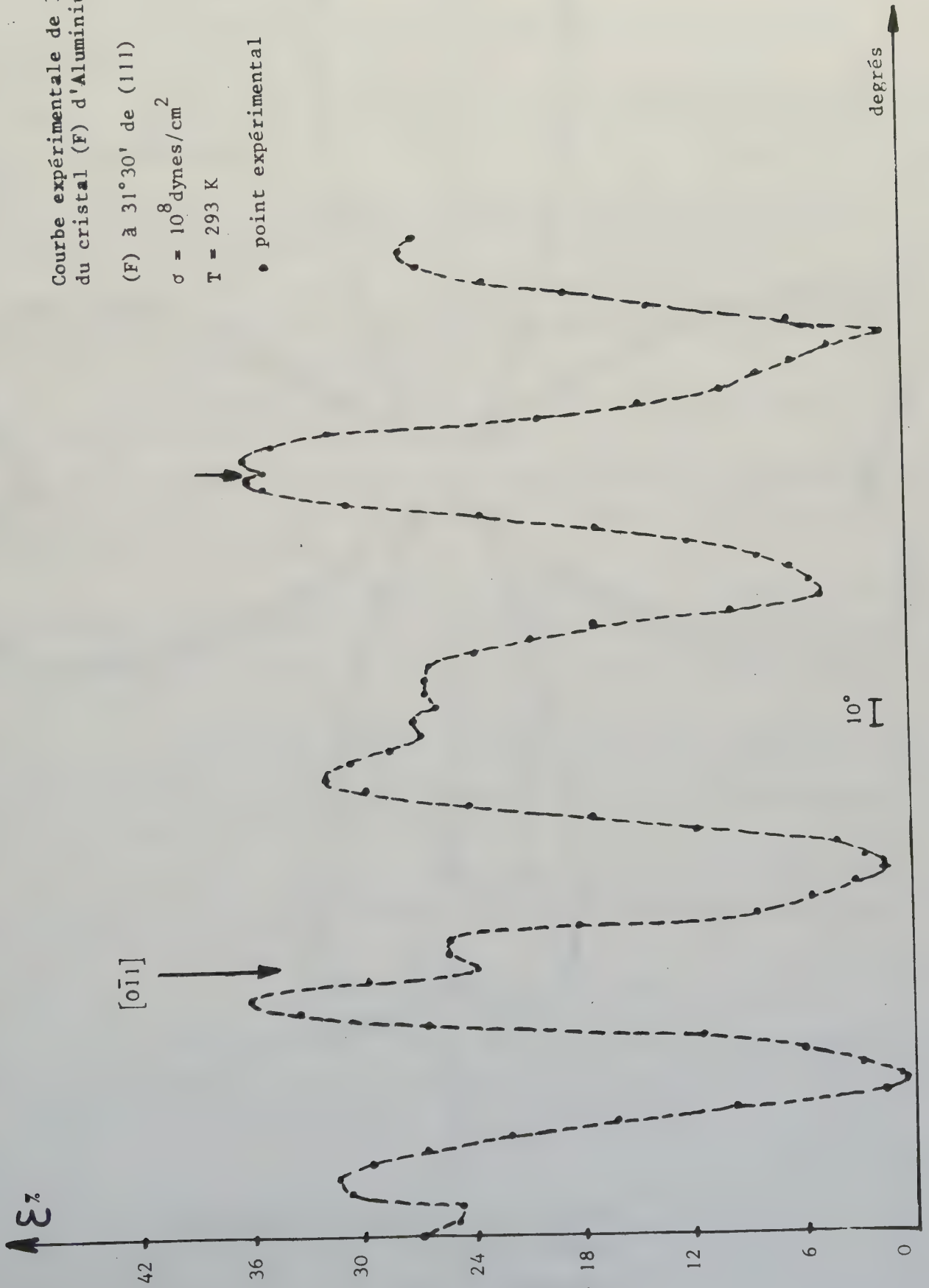
Courbe expérimentale de la déformation
du cristal (F) d'Aluminium.

(F) à $31^{\circ}30'$ de (111)

$\sigma = 10^8 \text{ dynes/cm}^2$

$T = 293 \text{ K}$

• point expérimental



- 100 -

$[0\bar{1}1]$

PLANCHE XV

--- courbe expérimentale

— courbe moyenne

10 %

Déformation du cristal (F) d'Aluminium

Champ : $4,7 \text{ Wb m}^{-2}$

Température : 293 K

B) Recherche des directions principales d'écoulement -

Nous avons sollicité à l'ambiante et à même contrainte (10^8 dynes/cm²) des coupes monocristallines en zones $[\bar{1}00]$, $[0\bar{1}1]$ et $[\bar{1}10]$ afin d'obtenir les modèles stéréographiques des déformations expérimentales.

Les courbes expérimentales obtenues, planches I à XV, permettent les remarques suivantes :

- 1) Le pic principal de déformation se fait à 6 degrés de part et d'autre des directions $[\bar{1}10]$ pour les cristaux (111), tandis que l'«écoulement» est préférentiel le long des directions $[\bar{1}00]$ pour les cristaux (110) et (100).
- 2) Les cristaux (100) admettent deux maxima secondaires de déformation situés à 20 degrés de part et d'autre des directions $[\bar{1}00]$.
- 3) Les cristaux (110) ont un pic secondaire de déformation le long des directions $[\bar{1}10]$ (pic secondaire non observé dans le cas du cuivre). Ce pic secondaire se dissocie en trois pics voisins pour les coupes monocristallines d'axe de zone $[\bar{1}00]$.
- 4) La déformation est minimum le long des directions $[\bar{1}12]$ pour les cristaux (111), $[\bar{1}11]$ pour les cristaux (110) et $[\bar{1}10]$ pour les cristaux (100).
- 5) Toutes les coupes monocristallines d'axe de zone $[\bar{1}00]$ ont des déformations principales le long des directions $[\bar{1}00]$ et des pics secondaires de déformation dans des directions perpendiculaires à la direction $[\bar{1}00]$.
- 6) Les courbes expérimentales, figure 54, des maxima maximorum le long de l'axe de zone $[\bar{1}00]$ et des maxima secondaires situés dans un plan perpendiculaire à la direction $[\bar{1}00]$, montrent une diminution de l'écoulement vers les coupes (100), la variation de l'écoulement s'accroissant des coupes (012) vers les coupes (100).
- 7) La courbe expérimentale de la déformation le long de la direction $[\bar{1}10]$ pour les coupes monocristallines d'axe de zone $[\bar{1}10]$ et $[0\bar{1}1]$, montre que le long de cette direction, la courbe, figure 55, admet un plateau de largeur de 40 degrés environ, plateau d'axe décalé de 20 degrés par rapport au plan de coupe (111).
- 8) Les courbes expérimentales, figure 56, représentant la déformation globale d'écoulement dans le plan des coupes monocristallines, montrent que les cristaux (100) ont une viscoplasticité très faible ; on a :

$$\underline{\epsilon_{\bar{t}(100)} \approx 0,16 \quad \epsilon_{\bar{t}(110)} \approx 0,08 \quad \epsilon_{\bar{t}(111)}}$$

Pour les coupes monocristallines en zone $[\bar{1}00]$, le maximum de la courbe de déformation totale est obtenu pour le cristal (110), tandis que, pour les coupes de zone $[\bar{1}10]$ et $[0\bar{1}1]$, nous avons deux maxima situés à environ 16 degrés de part et d'autre du plan (111).

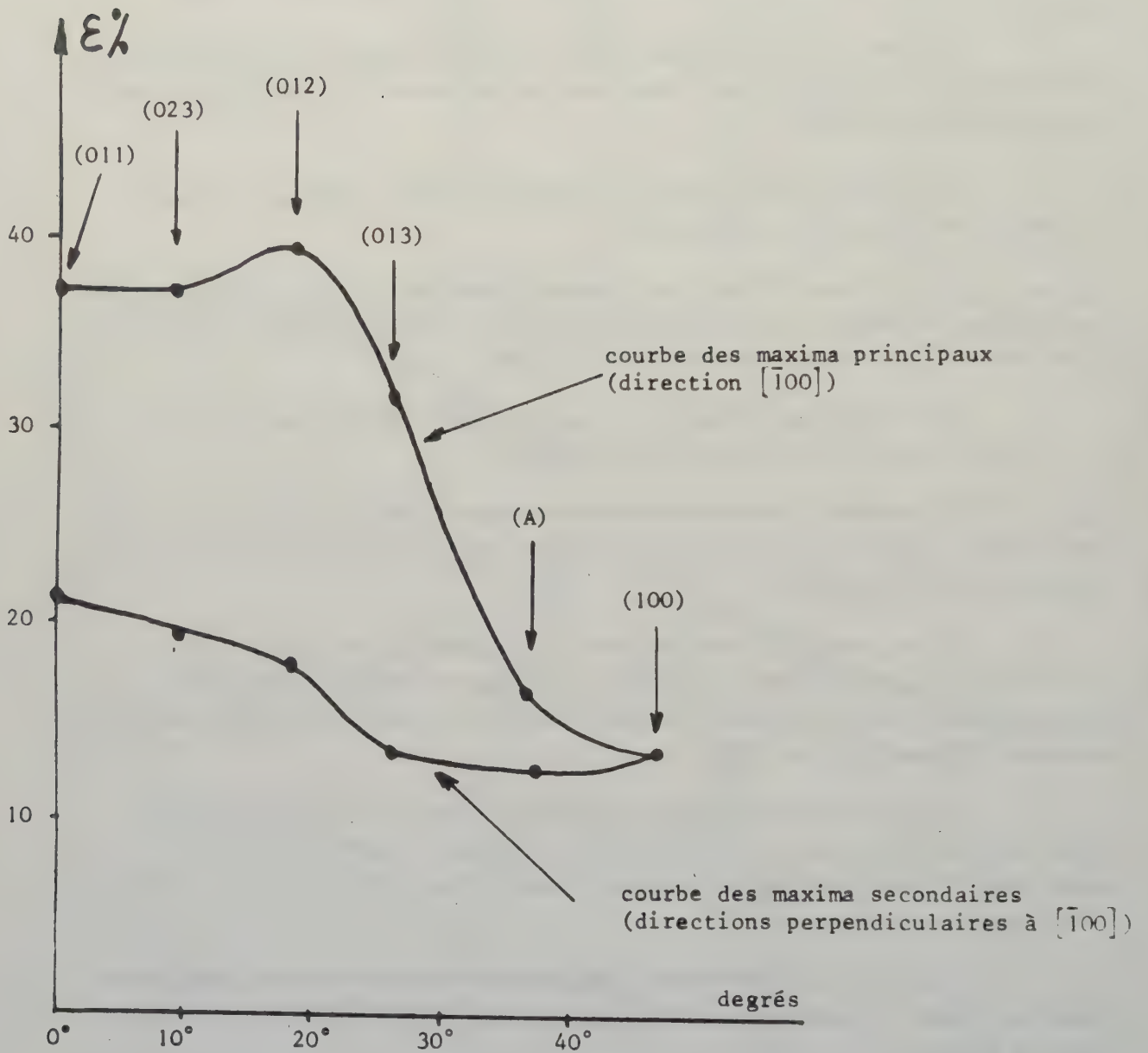


Fig. 54 - Courbes expérimentales des maxima principaux et secondaires de déformation des coupes monocristallines de zone $[100]$.

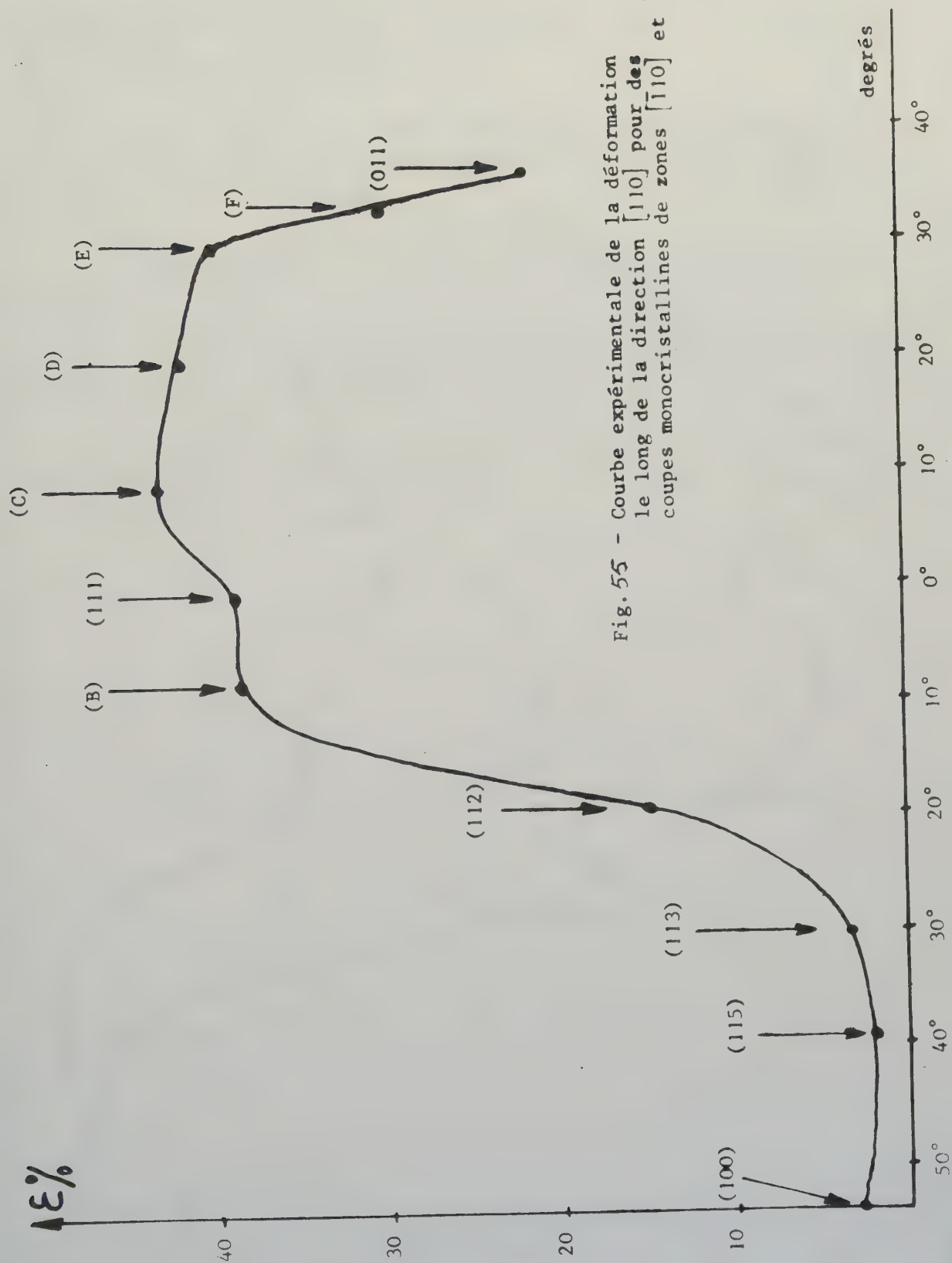
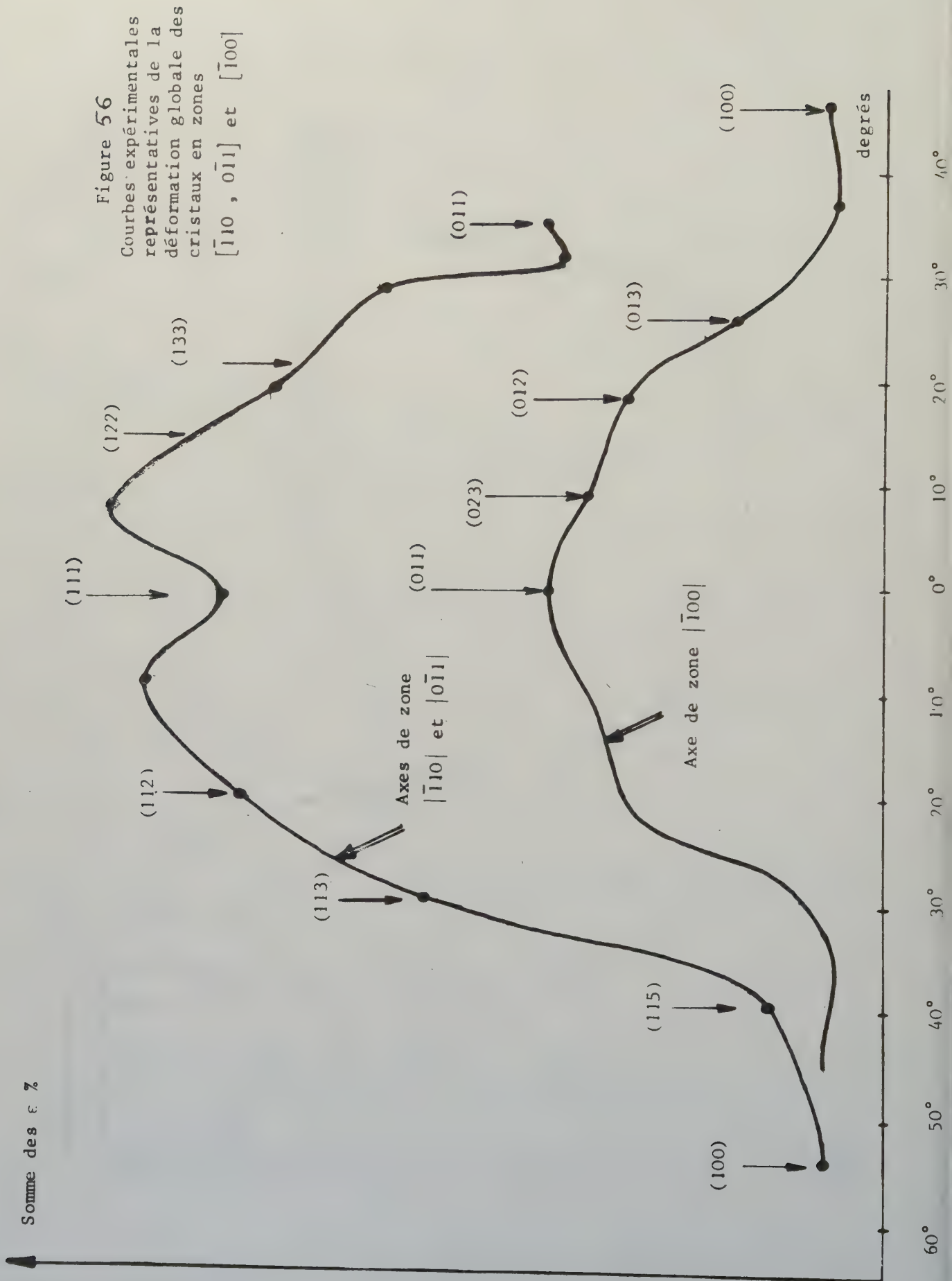


Fig. 55 - Courbe expérimentale de la déformation le long de la direction $[110]$ pour des coupes monocristallines de zones $[110]$ et $[011]$



**C) Modèles stéréographiques représentatifs de la déformation des coupes monocristallines
d'aluminium -**

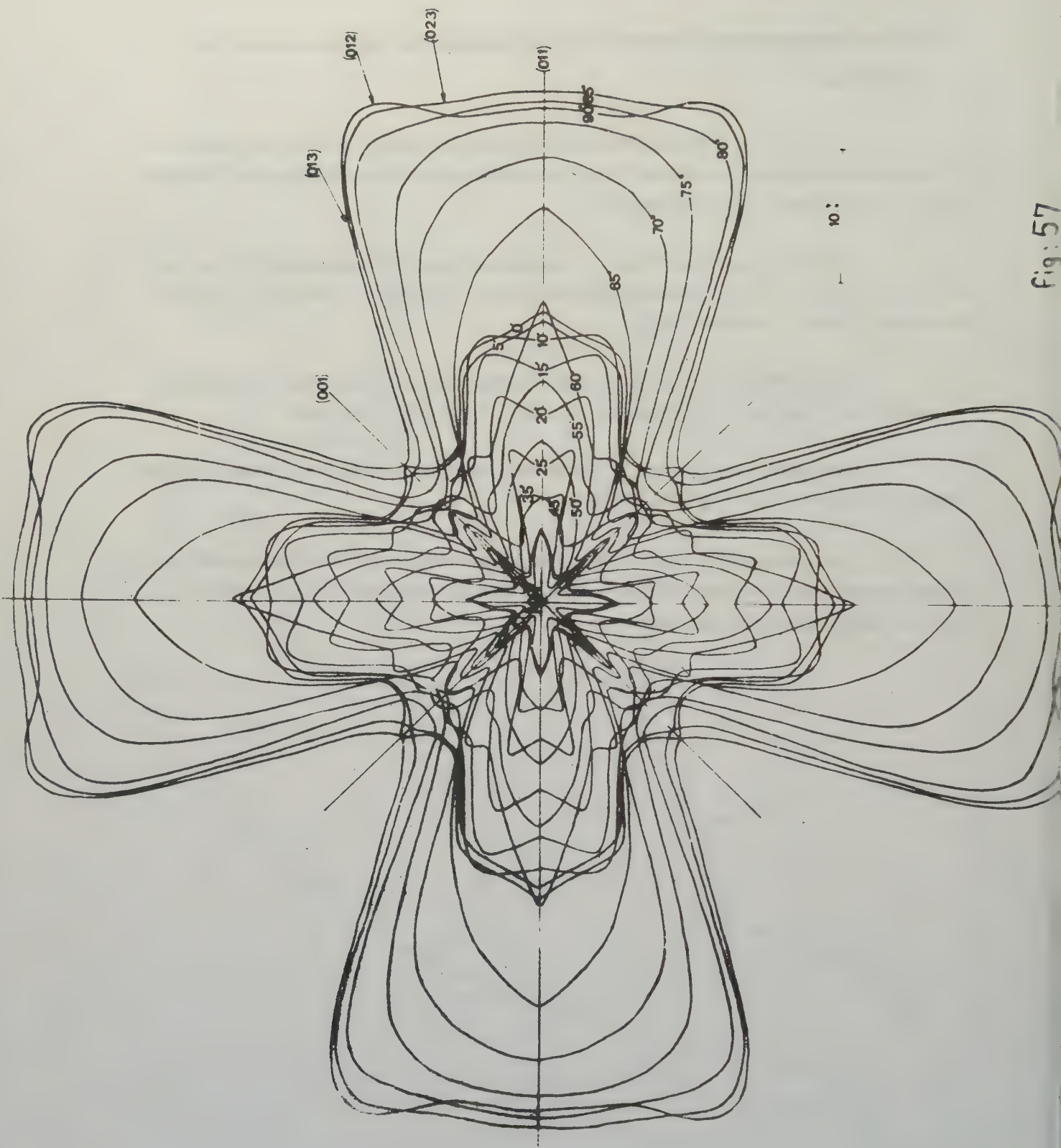
A l'aide des courbes expérimentales obtenues pour chaque plan de coupe indiqué sur le triangle stéréographique, on peut établir les « cartographies » représentant l'écoulement du métal autour d'axes de zones de types $[100]$ et $[110]$.

Pour cela, nous avons effectué le rabattement dans des plans perpendiculaires aux axes de zones $[100]$ et $[110]$ de la valeur de la déformation ε_θ d'azimut θ du plan de coupe de nos cristaux (l'angle θ varie de 5 en 5°).

Nous avons aussi tracé les courbes de déformation constante selon les directions des axes de zone (la valeur de la déformation étant prise de 3,3 en 3,3 pour cent).

Les cartographies figures 57, 58, 59, 60, permettent de connaître la valeur de l'écoulement pour chaque direction cristallographique.

Les photographies des modèles expérimentaux obtenus montrent la complexité des formes, notamment dans le cas des coupes monocristallines d'axe de zone $[110]$; le nombre de « pics » de déformation étant important dans ce cas.



10:

Fig: 57

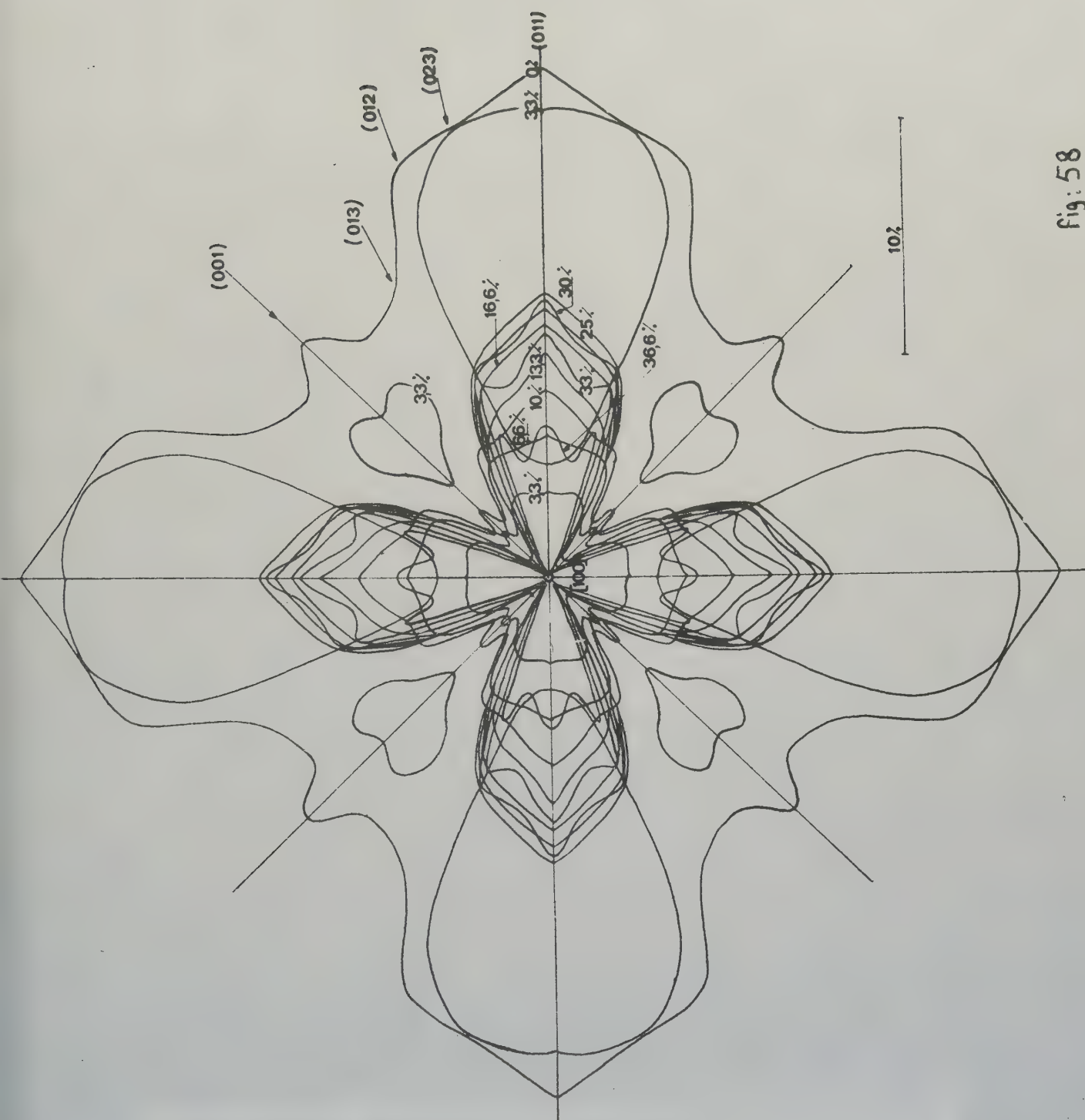
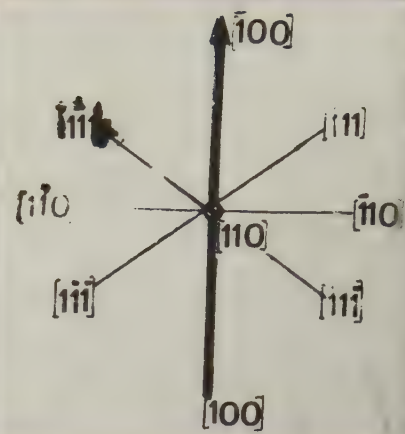
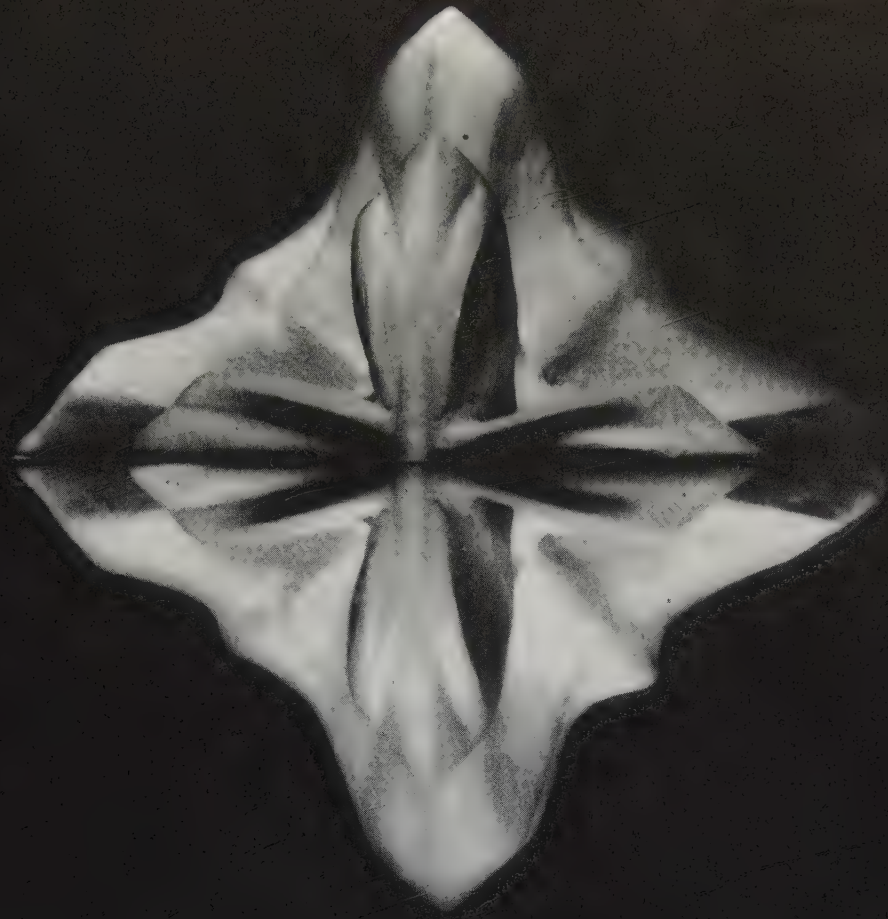
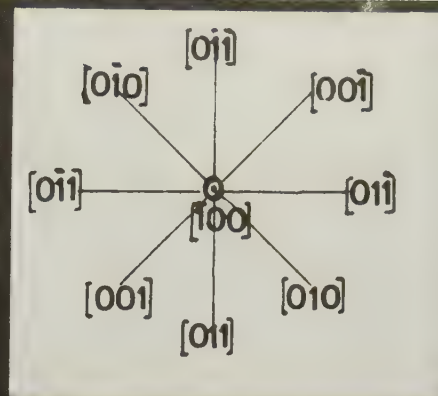


Fig. 58



Représentation stéréographique des déformations expérimentales
d'échantillons monocristallins plans c f c (Aluminium)
Axe de zone $\bar{1}00$



Représentation stéréographique des déformations expérimentales
d'échantillons monocristallins plans c f c (Aluminium)
Axe de zone $[\bar{1}00]$

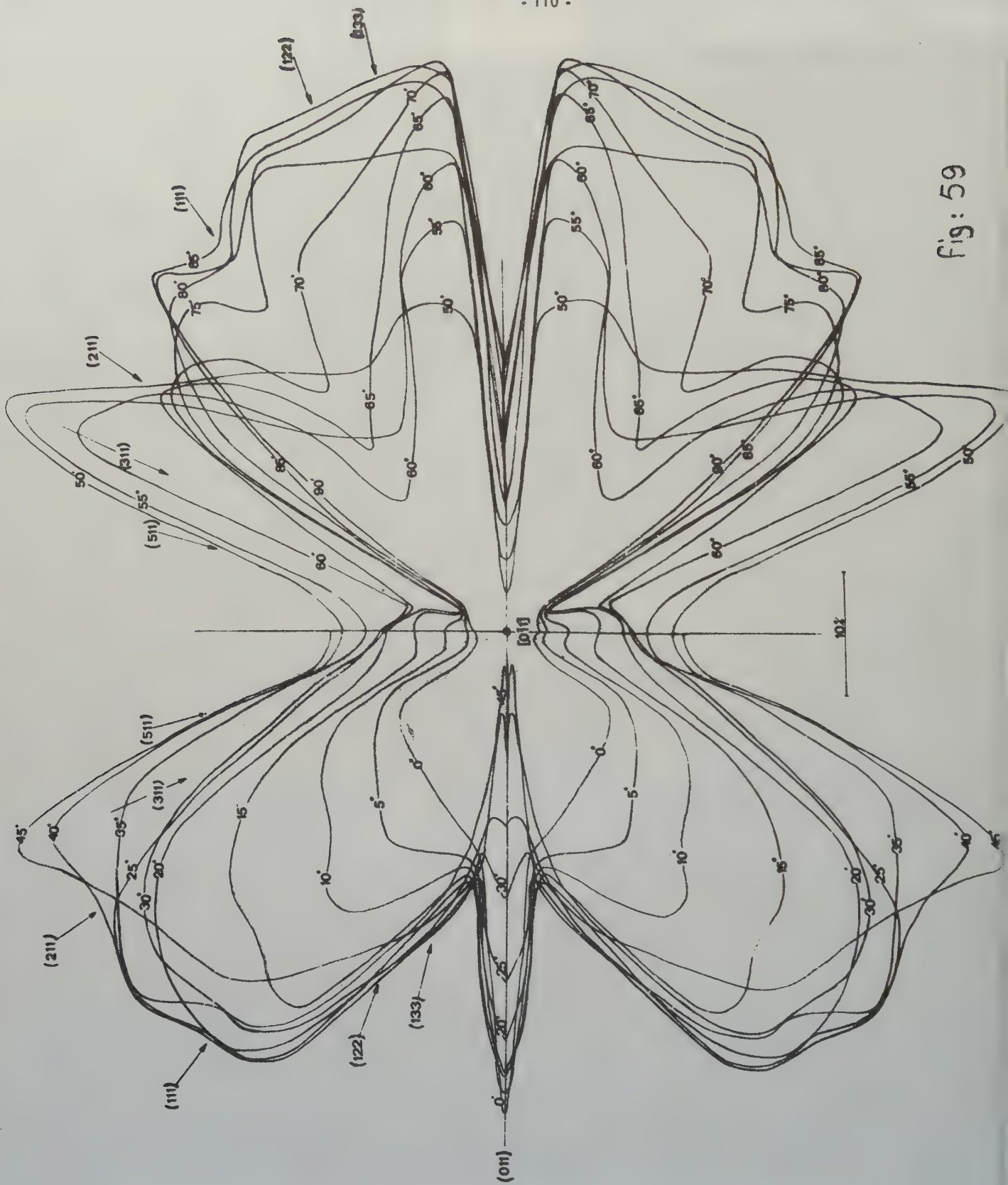


fig: 59

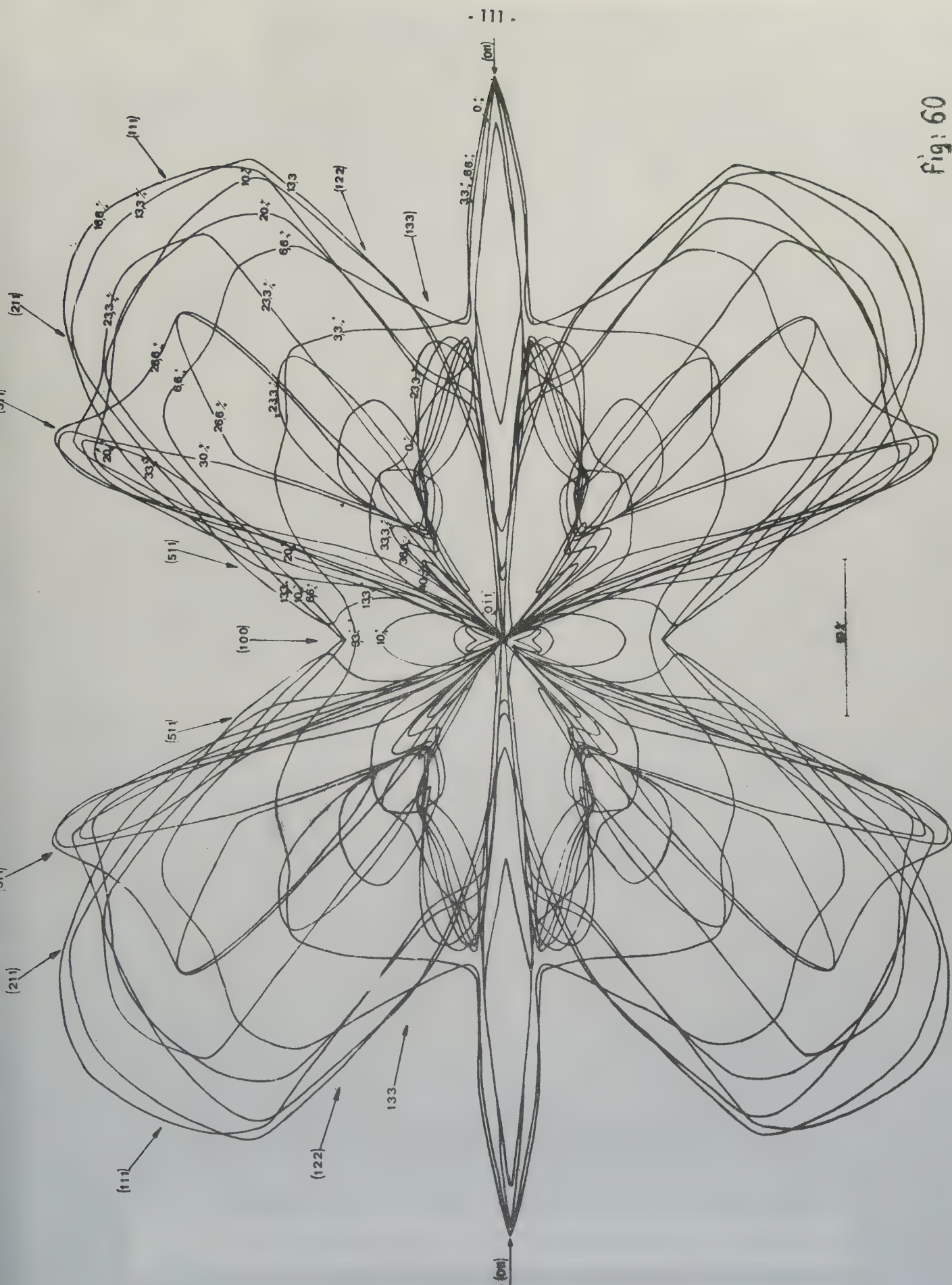
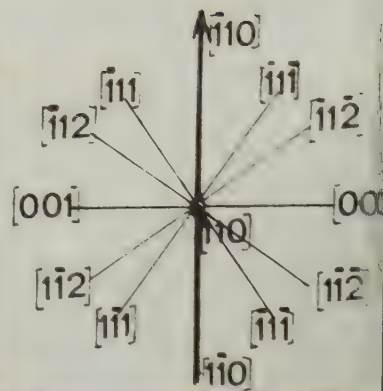
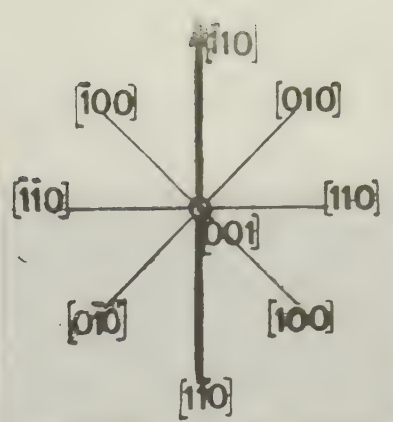


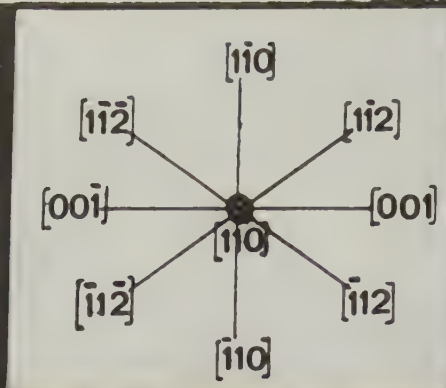
Fig. 60



Représentation stéréographique des déformations expérimentales
d'échantillons monocristallins plans c f c (Aluminium)
Axe de zone $[110]$



Représentation stéréographique des déformations expérimentales
d'échantillons monocristallins plans c f c (Aluminium)
Axe de zone $[\bar{1}10]$



Représentation stéréographique des déformations expérimentales
d'échantillons monocristallins plans c f c (Aluminium)
Axe de zone $[110]$

II - DIRECTIONS PREFERENTIELLES D'ECOULEMENT DU CUIVRE (T = 293 K) -

La déformation dans le plan de coupe (111) est semblable à celle de l'aluminium dans le rapport suivant :

$$\varepsilon_{\text{Cu}(111)} \simeq 0,7 \varepsilon_{\text{Al}(111)} \quad (T = 293 \text{ K})$$

Par contre, pour les coupes (100) et (110), la courbe de déformation est différente de celle de l'aluminium, on a :

1) pour les cristaux (110) :

- quatre pics principaux de direction proche de [511] avec :

$$\varepsilon_{\text{Cu} [511]} \simeq 0,325 \varepsilon_{\text{Al} [110]}$$

- disposition des pics secondaires de directions [100] de l'aluminium
- quatre pics secondaires de directions voisines de [111]

2) pour les cristaux (100) :

- quatre pics principaux de direction [100] comme pour l'aluminium, avec :

$$\varepsilon_{\text{Cu} [100]} \simeq 0,42 \varepsilon_{\text{Al} [110]}$$

- quatre pics secondaires de direction [110] (alors que pour l'aluminium, la déformation le long de cette direction est nulle).

Les courbes comparatives de la déformation de l'aluminium et du cuivre pour les cristaux (111), (100) et (110) sont données figure 61.

III - DIRECTIONS PREFERENTIELLES D'ECOULEMENT DU PLOMB -

Comme pour l'aluminium et le cuivre, les courbes expérimentales de la déformation dans les plans de coupe (111) sont semblables.

L'épaisseur de peau du plomb à la température de 293 K étant grande, l'écoulement est faible à cette température ; on a :

$$\varepsilon_{\text{Pb}(111)} \simeq \frac{1}{10} \varepsilon_{\text{Al}(111)}$$

Comme pour l'aluminium, les courbes de déformation, selon la température (de 293 K à 78 K) des coupes (110), ont deux directions principales d'écoulement suivant [100] et deux pics secondaires suivant [110] (voir figure 61).

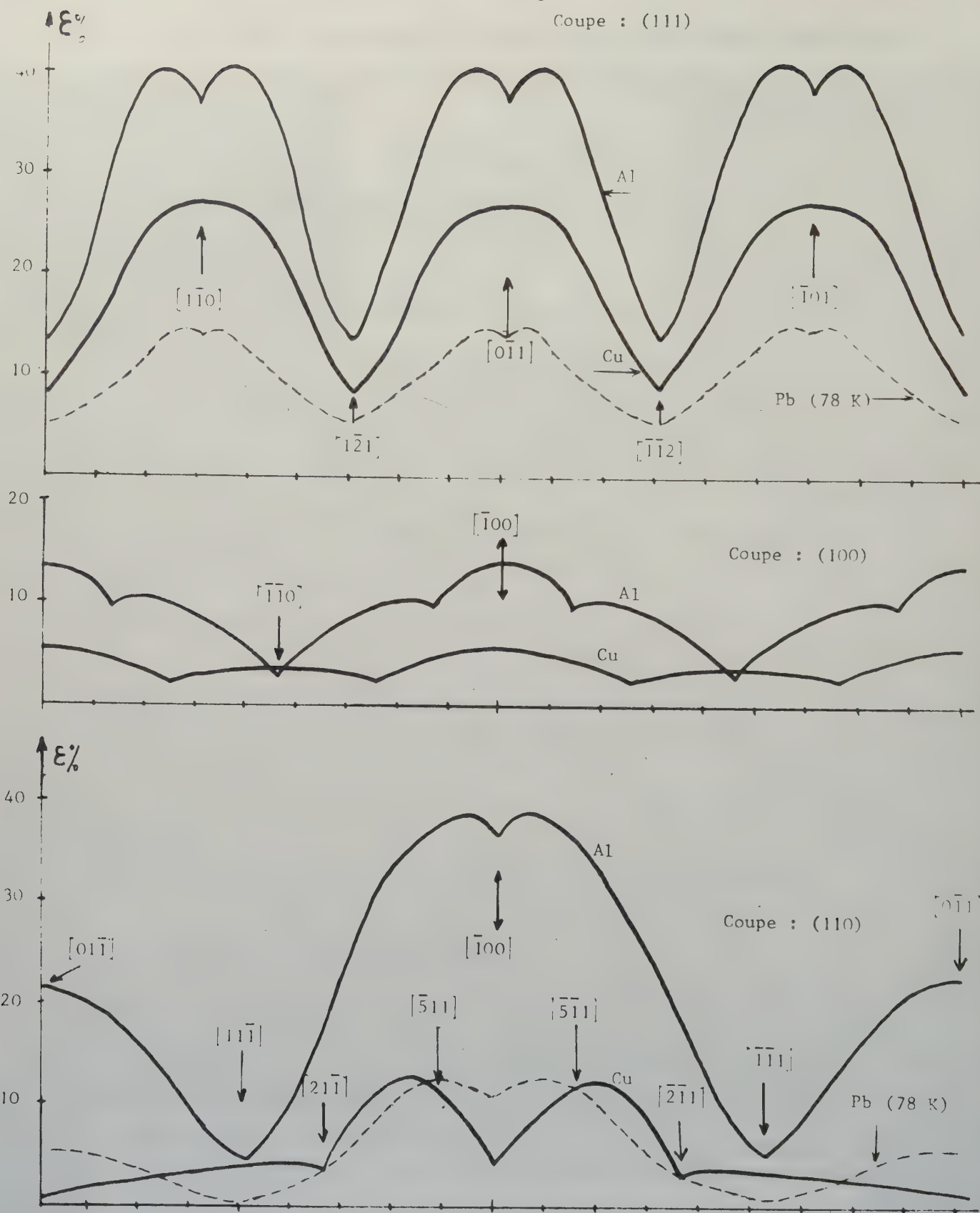


Fig. 61 - Courbes comparatives de l' "écoulement" dans les plans de coupe (111), (100) et (110) de l'Aluminium et du Cuivre. Contrainte $\sigma = 10^8$ dynes/cm², T = 293 K.

Chapitre 5

INFLUENCE DES VISCOSES ELECTRONIQUE, PHONIQUE, DE DIFFUSION DES PHONONS SUR LA DEFORMATION DES METAUX SELON LA TEMPERATURE

Nous avons supposé au chapitre 1 que dans le cas de contraintes dynamiques fortes ($\sigma > 10^8$ dynes/cm²), le grand glissement du nombre N_M de dislocations mobiles permet d'écrire que la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}_p$ dépend directement de la somme des coefficients d'amortissement B , soit :

$$\dot{\epsilon}_p = \frac{N_M b^2 \tau}{B}$$

Comme B dépend de la température, nous avons sollicité des mono et polycristaux de métaux CFC et hC de 293 K à 5 K, afin de faire un examen critique de l'influence de B sur la déformation et des divers modèles d'interaction dislocations - phonons, dislocations - électrons.

Les résultats expérimentaux de la mesure de la déformation selon la température pour le plomb, l'aluminium, le cuivre et le zinc sont les suivants :

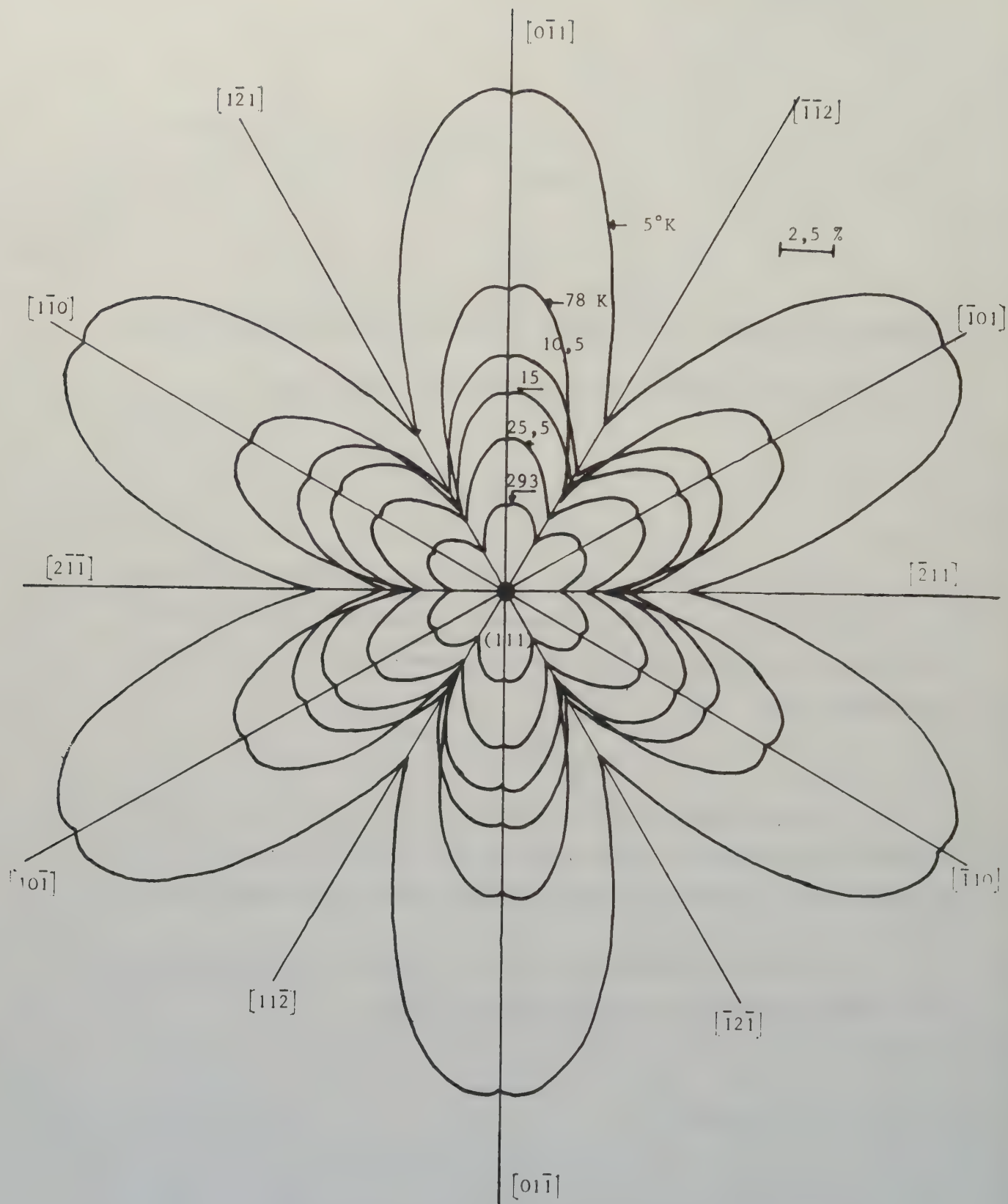


Fig. 62 - Courbes expérimentales de la valeur de la déformation selon la température de cristaux (111) de Plomb. $\sigma = 10^8 \text{ dynes/cm}^2$.

I - PLOMB -

Mason et Rosenberg [28] ont mesuré l'atténuation des ultrasons dans des monocristaux de plomb entre 60° K et 300° K. Si l'on prend comme valeur de B à 300° K la valeur calculée théoriquement en faisant la somme des effets dispersion des phonons et amortissement visqueux, on voit que les résultats expérimentaux coïncident assez bien avec la courbe théorique.

Plus récemment, en 1969, Parameswaran et Weertman [29] ont étudié la mobilité des dislocations dans les monocristaux de plomb. Ils ont utilisé une technique de « pulsations ». Les dislocations étaient contraintes au déplacement dans le cristal par l'application d'une force pulsée de 10^8 dynes/cm² pendant quelques microsecondes. Ils en ont déduit les vitesses des dislocations en mesurant les bandes de glissement créées dans les échantillons. Ces mesures ont été faites entre 4,2° K et 300° K. Là encore, les résultats sont assez proches des valeurs expérimentales.

Dans le calcul de la viscosité phonique, le choix de la valeur 1,75 pour la constante D est ainsi justifié par l'expérience (courbes figure 64).

Parameswaran obtient un coefficient proche de 1,50 dans le domaine supraconducteur, en bon accord avec Mason, mais donne une valeur de 78° K nettement plus importante.

Comparaison des coefficients d'amortissement B pour le plomb (10^{-4} dynes. s/cm)

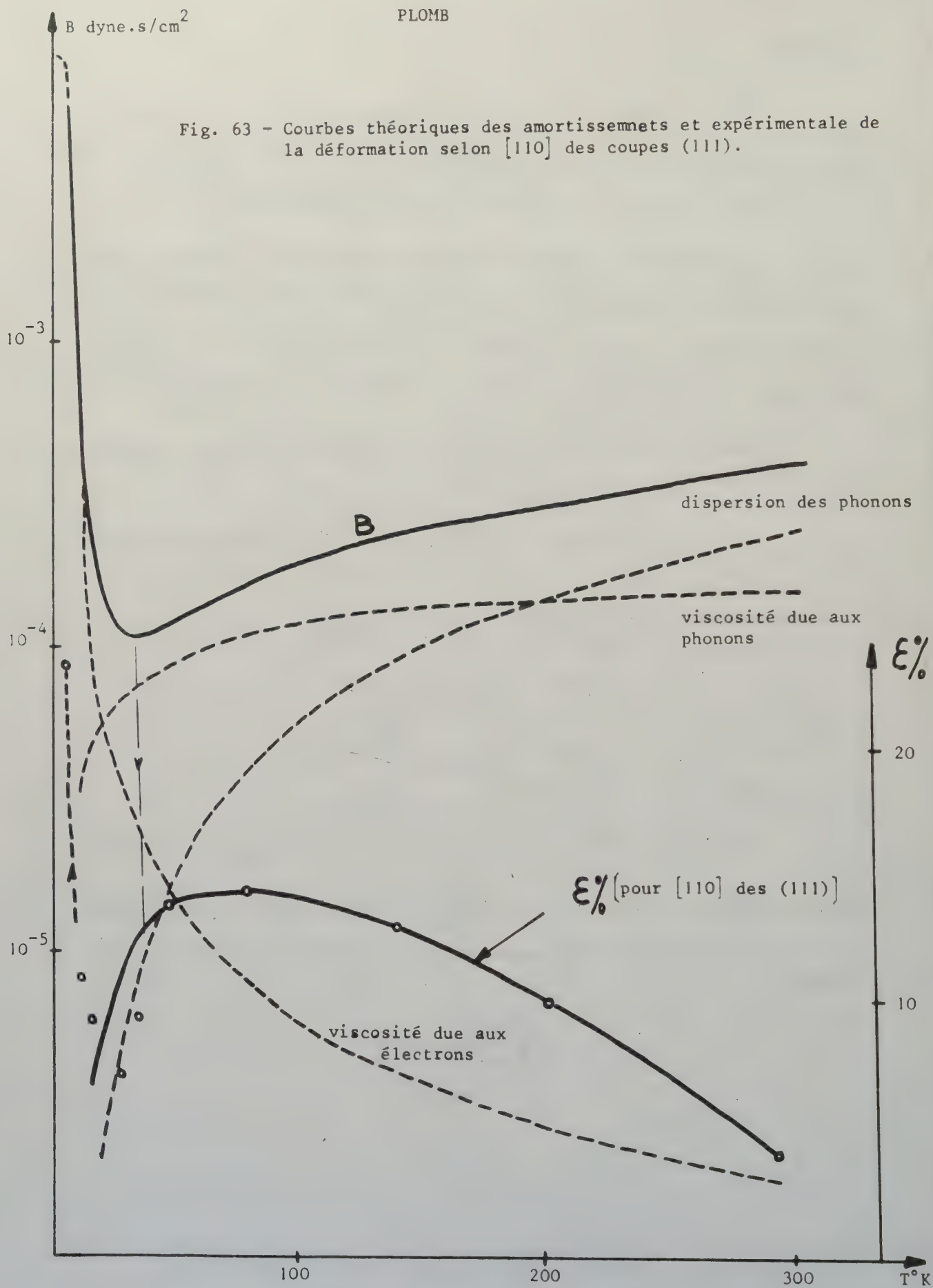
	293° K	78° K	4,2° K
V.P. Parameswaran	3,43	2,22	1,52
Warren P. Mason	3,70	1,24	1,50

Or, le rapport $\frac{\epsilon_{78\text{ K}}}{\epsilon_{5\text{ K}}}$ des déformations obtenues pour nos cristaux de plomb (111) déformés respectivement à 78 K et 5 K, vaut : $\frac{\epsilon_{78\text{ K}}}{\epsilon_{5\text{ K}}} = 0,62$ (figures 62 et 63), résultat en très bon accord avec ceux de Parameswaran en considérant que la déformation est inversement proportionnelle à B :

$$\frac{B_{4,2\text{ K}}}{B_{78\text{ K}}} = 0,68$$

PLOMB

Fig. 63 - Courbes théoriques des amortissements et expérimentale de la déformation selon [110] des coupes (111).



La viscosité électronique est donc réduite aux très basses températures et le coefficient d'amortissement est faible dans le domaine supraconducteur.

Les vitesses des dislocations déduites par Parameswaran sont de $5,5 \cdot 10^4$ cm/s à 78 K, soit les $2/3$ de la vitesse des ondes de cisaillement. Dans ce cas, la valeur de τ est voisine de $3,5 \cdot 10^8$ dynes/cm². Cet auteur indique que les vitesses des dislocations doivent être supérieures dans le domaine supraconducteur.

Les valeurs expérimentales B_T , déduites de la valeur de la déformation ε_T par :

$$\frac{B_T}{B_K} = \frac{\varepsilon_K}{\varepsilon_T}$$

avec $B_K = 1,50 \cdot 10^{-4}$ dynes. s/cm², donnent des valeurs des coefficients d'amortissement voisines de celles de Parameswaran et de celles déduites théoriquement (figure 64).

La courbe de déformation atteint un maximum vers 45 K, correspondant à un minimum pour B voisin de $1,8 \cdot 10^{-4}$ dynes. s/cm² (le minimum théorique de la somme des viscosités électroniques et phoniques vaut : $1,45 \cdot 10^{-4}$ dynes. s/cm² vers 25 K, avec $\rho = 1,63 \cdot 10^{-6} \Omega$ et pour $D = 1,75$).

L'examen micrographique, figure 65, du plan (111) de nos cristaux, montre un réseau croisé de fines lignes de glissement [110], avec une forte densité de ces lignes pour les cristaux sollicités dans le domaine supraconducteur.

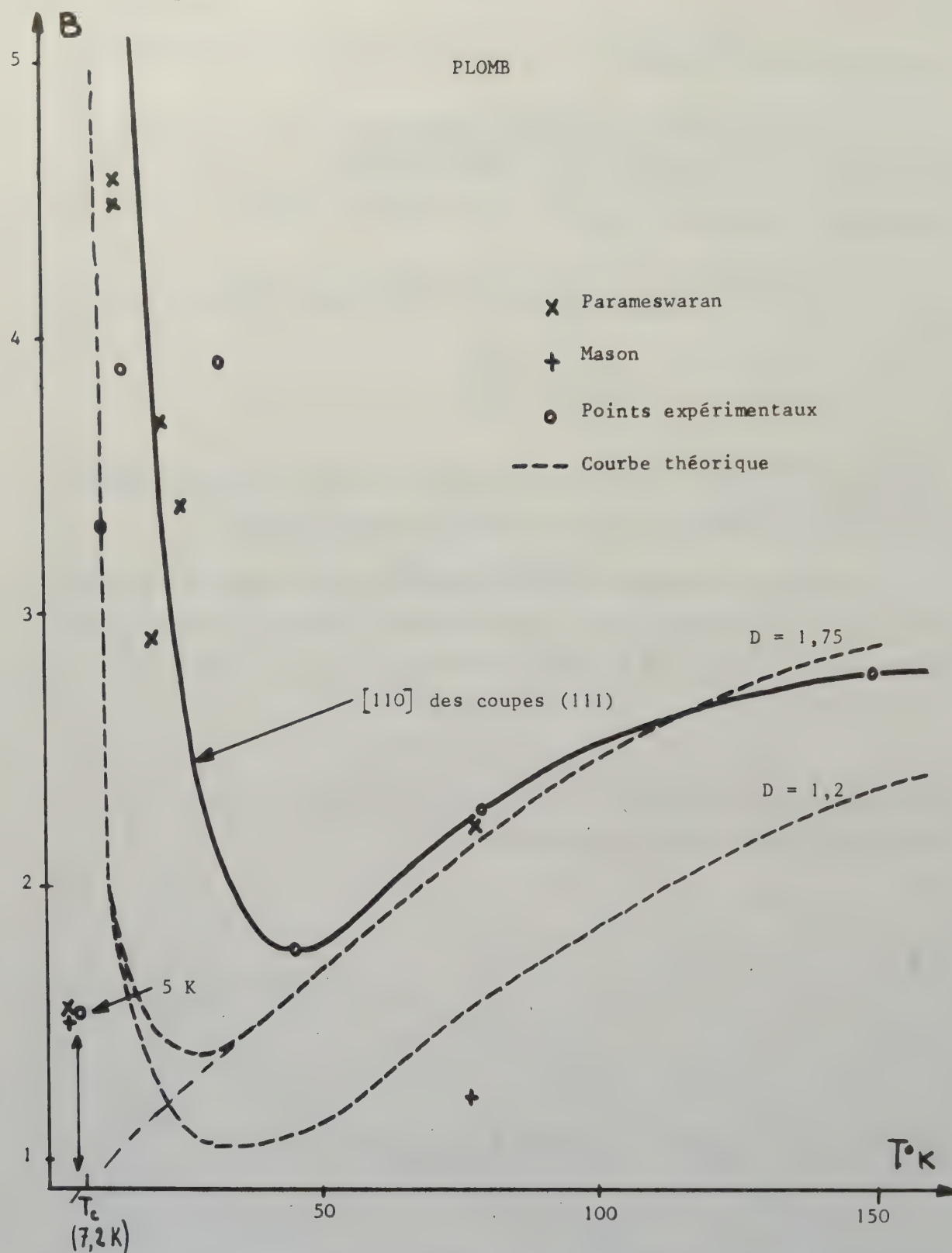
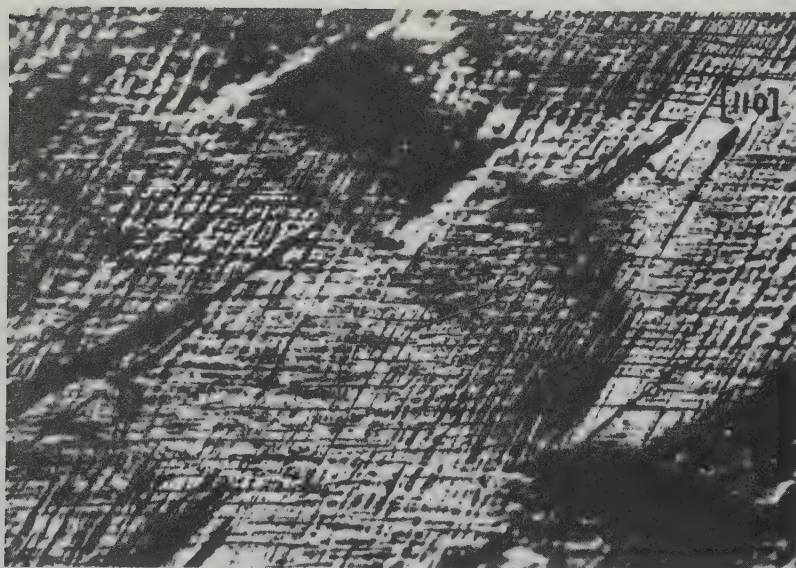


Fig. 64 - Comparaison entre la courbe théorique et expérimentale du coefficient d'amortissement B selon la température.



78 K
G = 60



5 K
G = 60

Fig. 65 - Cristaux (111) de Plomb sollicité respectivement à 78 K et 5 K
 $\sigma = 10^8 \text{ dynes/cm}^2$

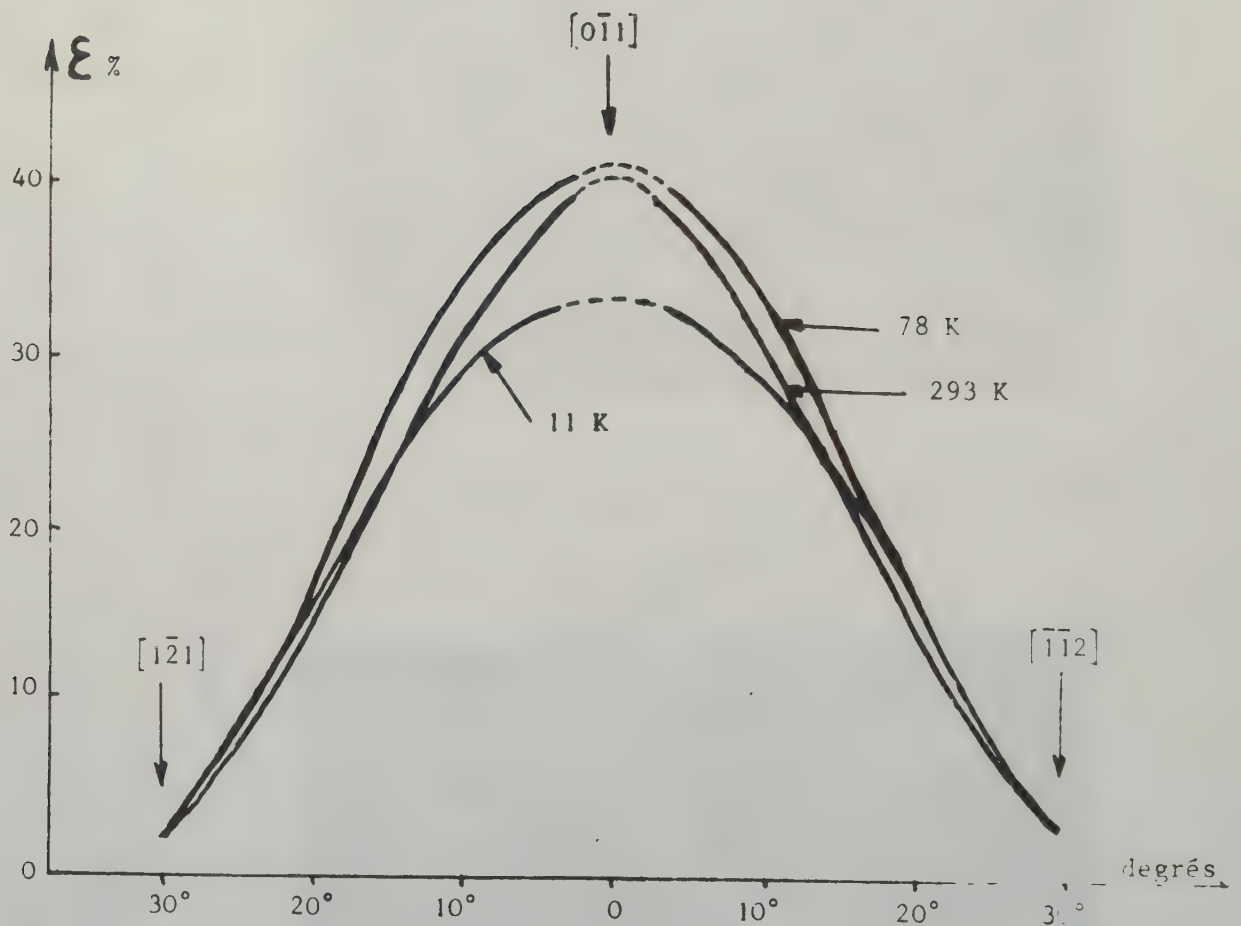


Fig. 66 - Valeur de la déformation selon la température de cristaux (111) d'Aluminium. $\sigma = 10^8 \text{ dynes/cm}^2$

II - ALUMINIUM -

La plupart des mesures de B sont faites par l'intermédiaire de l'étude de l'amortissement des ultrasons. Ceux-ci traversent les cristaux à des fréquences de quelques kilocycles.

E. Lax [30], en 1959, a étudié l'atténuation d'ondes acoustiques entre 4 et 70° K. On voit que, si l'on rapporte la mesure à 4° K à la valeur calculée de B , la concordance des points est assez bonne jusqu'à 50° K.

Les expériences de Hutchinson et Rogers [31] ont été faites également à partir de l'amortissement des ultrasons dans des polycristaux d'aluminium de haute pureté. Si l'on calcule B à la suite de ces mesures, en prenant $B(300^\circ\text{K}) = 2.10^{-3} \text{ d.S./cm}^2$, on constate que l'amortissement dû à la viscosité électronique, bien qu'apparaissant dans la courbe $B(T)$, est nettement moins important que celui obtenu par la théorie. Mais la méthode ne donne pas la valeur absolue de B , on doit « choisir » celle-ci pour une température donnée. De plus, l'influence des impuretés sur la résistivité est prépondérante aux basses températures.

En 1966, Mason et Rosenberg [32] ont également mesuré l'atténuation des ultrasons dans des monocristaux d'aluminium. Ces travaux ont été faits pour des températures variant de 66° K à 300° K. Là encore, ne connaissant pas la densité des dislocations, on ne peut déterminer la valeur absolue de B . Les valeurs calculées en prenant $B(300^\circ\text{K}) = 2.10^{-3} \text{ dyne.s/cm}^2$, comme précédemment, sont légèrement supérieures à la valeur théorique, et le minimum de B a lieu aux environs de 120° K, alors que, théoriquement, le plateau est situé vers 80° K.

Ferguson, Kumar et Dom [33] ont étudié l'influence de la température et de la vitesse de déformation sur la contrainte de cisaillement critique de monocristaux d'aluminium.

La vitesse de déformation était de l'ordre de 10^4 s^{-1} . Les mesures ont été faites entre 20° K et 500° K. Si l'on prend toujours $B(300^\circ\text{K}) = 2.10^{-3} \text{ dyne.s/cm}^2$ (c'est-à-dire si l'on suppose que la densité des dislocations mobiles ρ est constante et égale à 2.10^8 cm^{-2}), on obtient pour 20° K une valeur expérimentale qui coïncide assez bien avec la valeur théorique (valeur de $D = 15$).

La mesure de l'« écoulement » du métal selon la température dans les plans de coupe (111) de cristaux d'aluminium, figure 66, ainsi que la mesure de la déformation de polycristaux d'aluminium, montrent une diminution de la valeur de la déformation aux températures inférieures à 40 K (figure 67). Nous pensons que cette diminution est due à l'amortissement d'origine électronique.

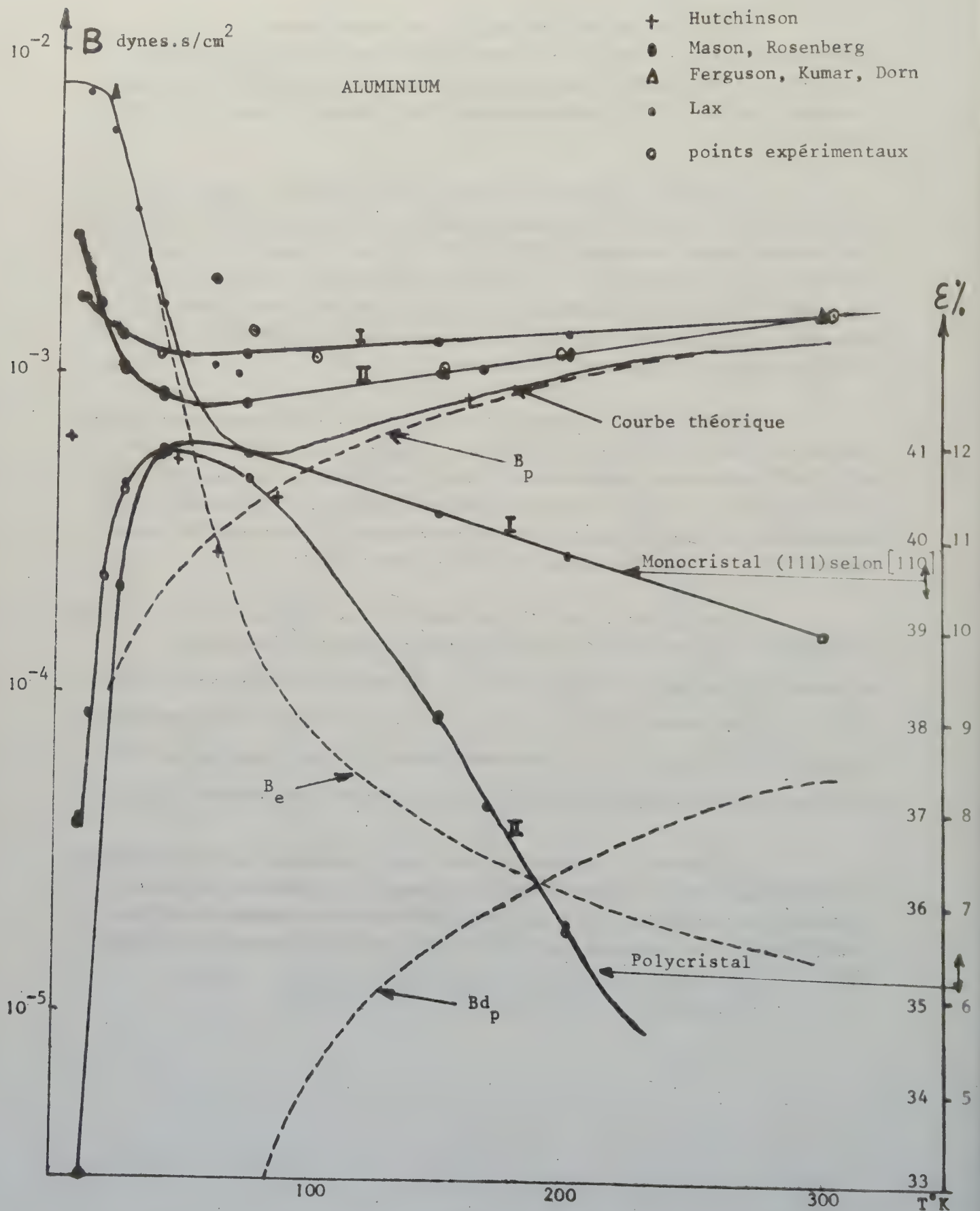


Fig. 67 - Courbes théoriques et expérimentales des coefficients d'amortissement B et de la déformation ϵ selon la température.

En prenant la valeur de $B = 2.10^{-8}$ dynes. s/cm² (300 K) et en calculant B_T comme pour le plomb, nous obtenons une augmentation de l'amortissement aux très basses températures, après un minimum situé aux environs de 40 K, alors que, théoriquement, le plateau est situé vers 80° K.

La valeur de $B_{11 K}$ déduite, est égale à $2,4 \cdot 10^{-8}$ dynes.s/cm², alors que la valeur théorique à cette température, est voisine de 9.10^{-8} dynes. s/cm². Ces différences sont peut être dues au fait que l'on a considéré N_T comme constant, par analogie avec les résultats expérimentaux sur le plomb.

A part le fait que la viscosité électronique et phonique apparaisse, on ne peut donc conclure quant à l'écart constaté des courbes entre les paramètres : contrainte de cisaillement, densité de dislocations mobiles (pour $D = 15$).

III - CUIVRE -

Les premières mesures du coefficient d'amortissement ont été faites par Stern et Granato [34] en 1958, à la température ambiante.

En 1961, une étude plus complète de Alers et Thompson [35] : ils mesurent l'atténuation d'ondes acoustiques pour des températures variant de 20° K à 300° K.

Suzuki, Ikushima et Aoki enfin [36] ont utilisé la même méthode pour calculer la constante d'amortissement à 77° K et 300° K.

Le résultat de Stern et Granato représente la somme de l'amortissement dû à la dispersion des phonons et du double de l'amortissement dû à la viscosité des phonons. Ceci permet de penser que la constante D est de l'ordre de 2. D'autre part, on constate que (Alers, Thompson), même aux basses températures, les mesures se placent sur la courbe théorique :

$$(B_{dp} + 2 B_{vp})$$

faisant apparaître la disparition de l'amortissement dû à la viscosité des électrons. La valeur de la viscosité a été définie dans le cas de métaux dont la surface de Fermi est sphérique par Mason, Morse et Pippard :

$$\eta = 9.10^{11} \hbar^2 (3 \pi^2 N)^{2/3} / 5 e^2 \rho$$

$\hbar = h / 2 \pi$ Constante de Planck

N = densité d'électrons

e = charge électronique

ρ = résistivité

Tous trois ont montré que cette formule s'accorde assez bien avec les résultats expérimentaux pour tous les métaux dont la surface de Fermi est suffisamment proche d'une surface sphérique. Ceci en particulier pour le cuivre, l'étain ...

On a vu que dans le cas d'une dislocation-vis, la constante d'amortissement est :

$$B = b^2 \eta / 8 \pi a_0^2$$

Dans le cas d'une dislocation-coin :

$$B = \frac{3}{4} (b^2 \eta / 8 \pi (1 - \sigma)^2 a_0^2)$$

σ = coefficient de Poisson

La valeur de B dépend donc du rayon de coupure a_0 .

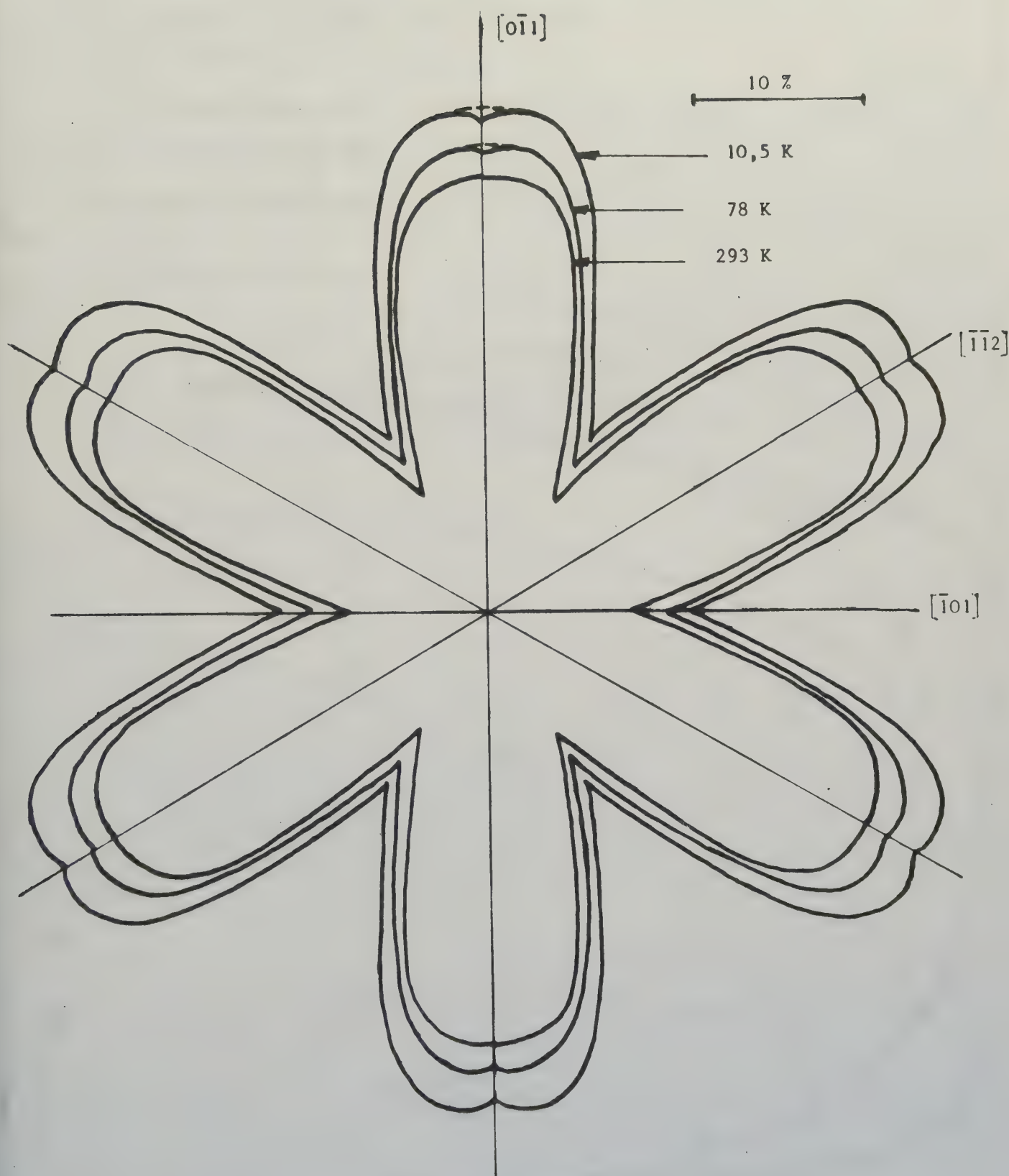


Fig. 68 - Courbes expérimentales de la valeur de la déformation selon la température de cristaux (111) de Cuivre.
 $\sigma = 10^8$ dynes/cm²

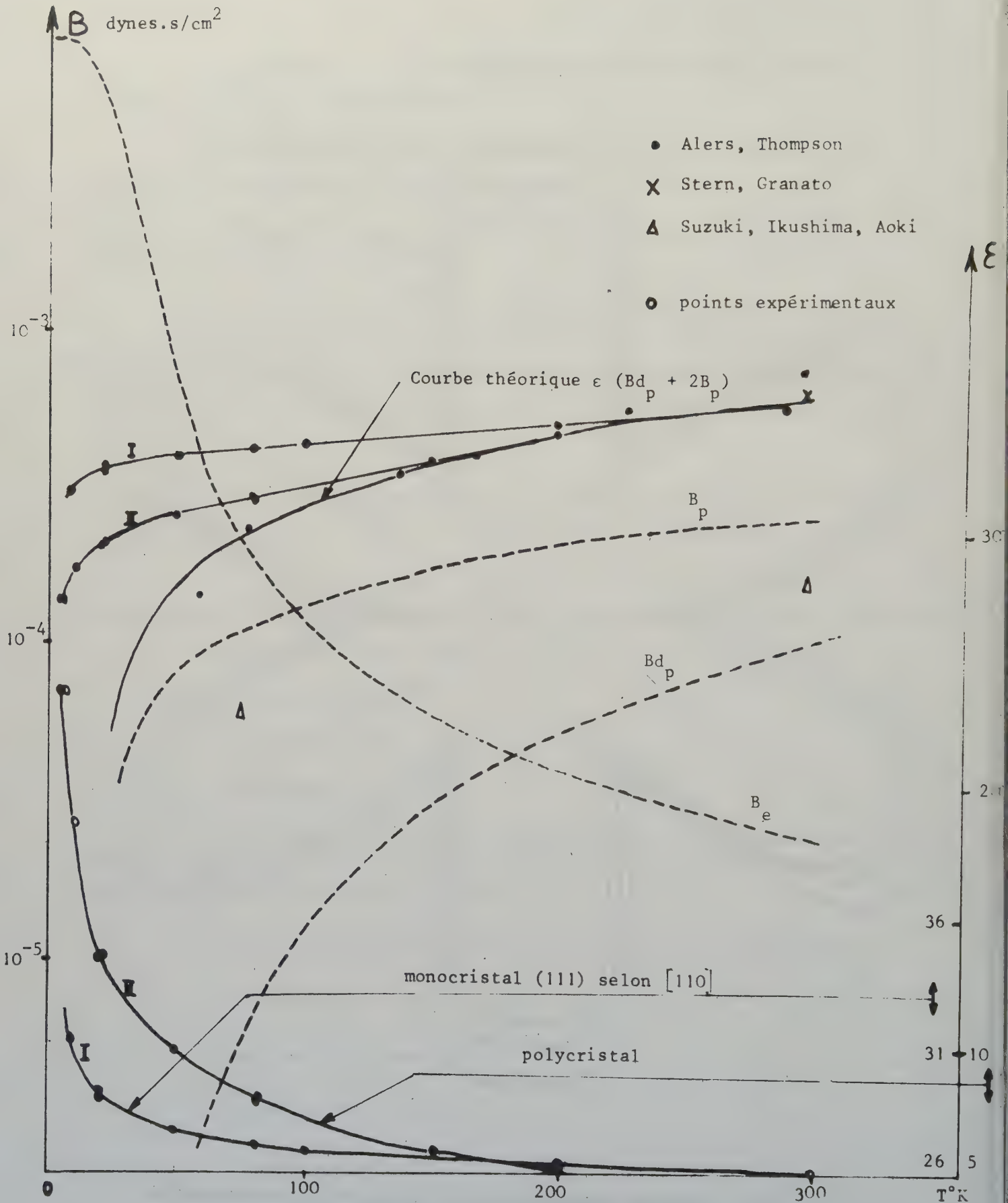


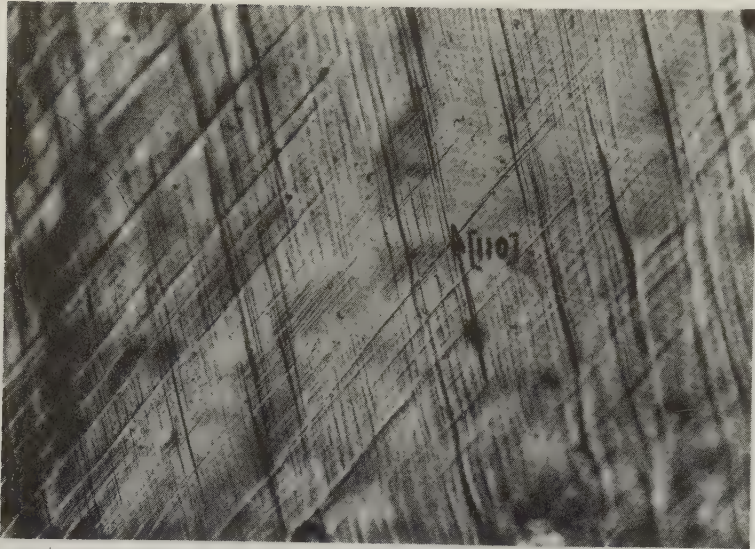
Fig. 69 - Courbes théoriques et expérimentales des coefficients d'amortissement B et de la déformation ϵ selon la température.

Etant donné que, près de la dislocation, la contrainte devient très grande, le potentiel de déformation dans ce domaine n'est pas linéaire. Blount [37] a montré qu'il y a alors saturation de l'amortissement.

Pour calculer a_0 , il faut connaître exactement la surface de Fermi et ses déformations lorsqu'on applique une force extérieure. Dans le cas du cuivre [38], un potentiel de déformation de l'ordre de 4,5 eV (qui est généralement associé à une surface de Fermi sphérique) entraîne la plus grande partie de la surface de Fermi à l'intérieur de la première zone de Brillouin. Il y a donc saturation de l'effet dû à la viscosité des électrons et a_0 est tel que B_{ve} est négligeable devant B_{vp} .

Les mesures de l'« écoulement » du métal dans les plans de coupe (111) de cristaux de cuivre (figure 68), ainsi que la mesure de la déformation de polycristaux de cuivre, laissent apparaître la disparition de l'amortissement dû à la viscosité des électrons. La déformation augmente vers les basses températures avec une croissance moins importante que ne laisse prévoir la courbe théorique $B_{dp} + 2 B_p$ (figure 69).

Aspect micrographique de coupes monocristallines de
Cuivre sollicitées à : 10^8 dynes / cm²

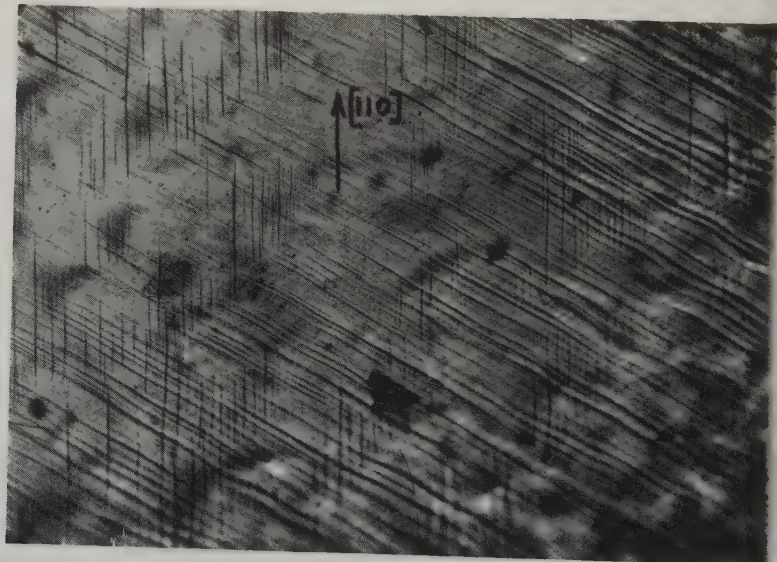


A

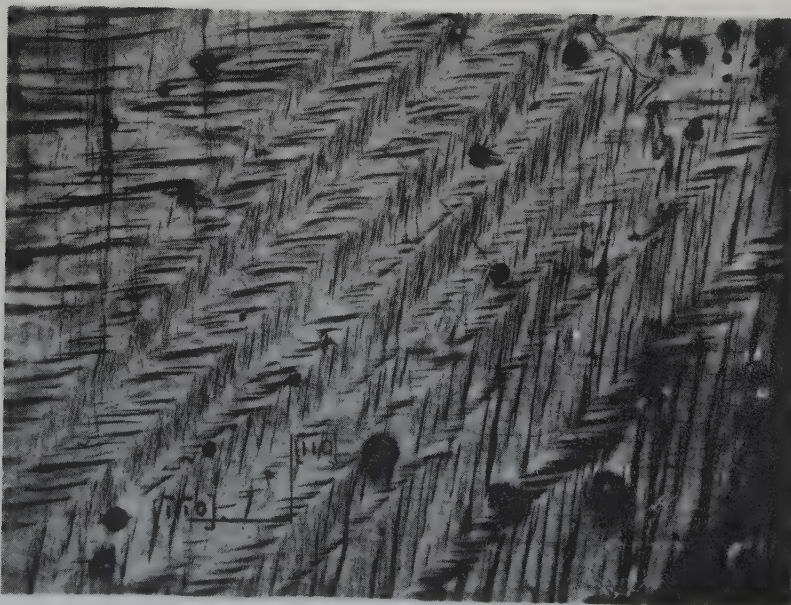
Coupe monocristalline (en A et B)
(111)

T = 78 K

G = 250



B



Coupe monocristalline
(100)

T = 5 K

G = 250

IV - ZINC - OR - ARGENT -

Si l'on a étudié qualitativement les déformations de ces matériaux aux hautes vitesses, il n'y a actuellement, à notre connaissance, que peu de mesures du coefficient d'amortissement des dislocations. L'étude de Pope et Vreeland [39], dans le cas du zinc, montre que B croît avec la température entre 66° K et 300° K. De 66° K à 100° K, la croissance est plus rapide que ne semblent le prévoir les résultats théoriques.

Le comportement viscoplastique du zinc est différent de celui des cubiques à faces centrées. En effet, l'écoulement dans le plan basal est faible, bien que ce plan admette six directions de glissement de type $[11\bar{2}0]$. La déformation est maximale selon ces directions $[11\bar{2}0]$ (figure 70).

La surface des coupes monocristallines (0001) est très bouleversée, l'anneau monocristallin se plissant pour former de nombreuses ondulations très caractéristiques. L'observation micrographique du plan basal laisse apparaître de fines lignes de glissement de direction $[11\bar{2}0]$ à l'ambiante, tandis qu'aux basses températures, la structure est maclée.

La valeur de la déformation dans le plan basal de coupe (0001) est nettement plus importante vers les très basses températures. Le coefficient d'amortissement diminue donc sans que la viscosité électronique apparaisse. On a en effet :

$$\frac{\varepsilon_{78\text{ K}}}{\varepsilon_{7\text{ K}}} = \frac{B_{7\text{ K}}}{B_{78\text{ K}}} \sim 0,43 \quad (\text{figure 71})$$

En prenant pour $B_{78\text{ K}}$ la valeur théorique de la viscosité phonique égale à $3,5 \cdot 10^{-4}$ dynes.s/cm², on obtient $1,5 \cdot 10^{-4}$ dynes. s/cm² à 7 degrés Kelvin, au lieu de 6.10^{-3} dynes. s/cm² (viscosité électronique).

Pour l'or et l'argent, les courbes théoriques des amortissements sont données figures 72 et 73.

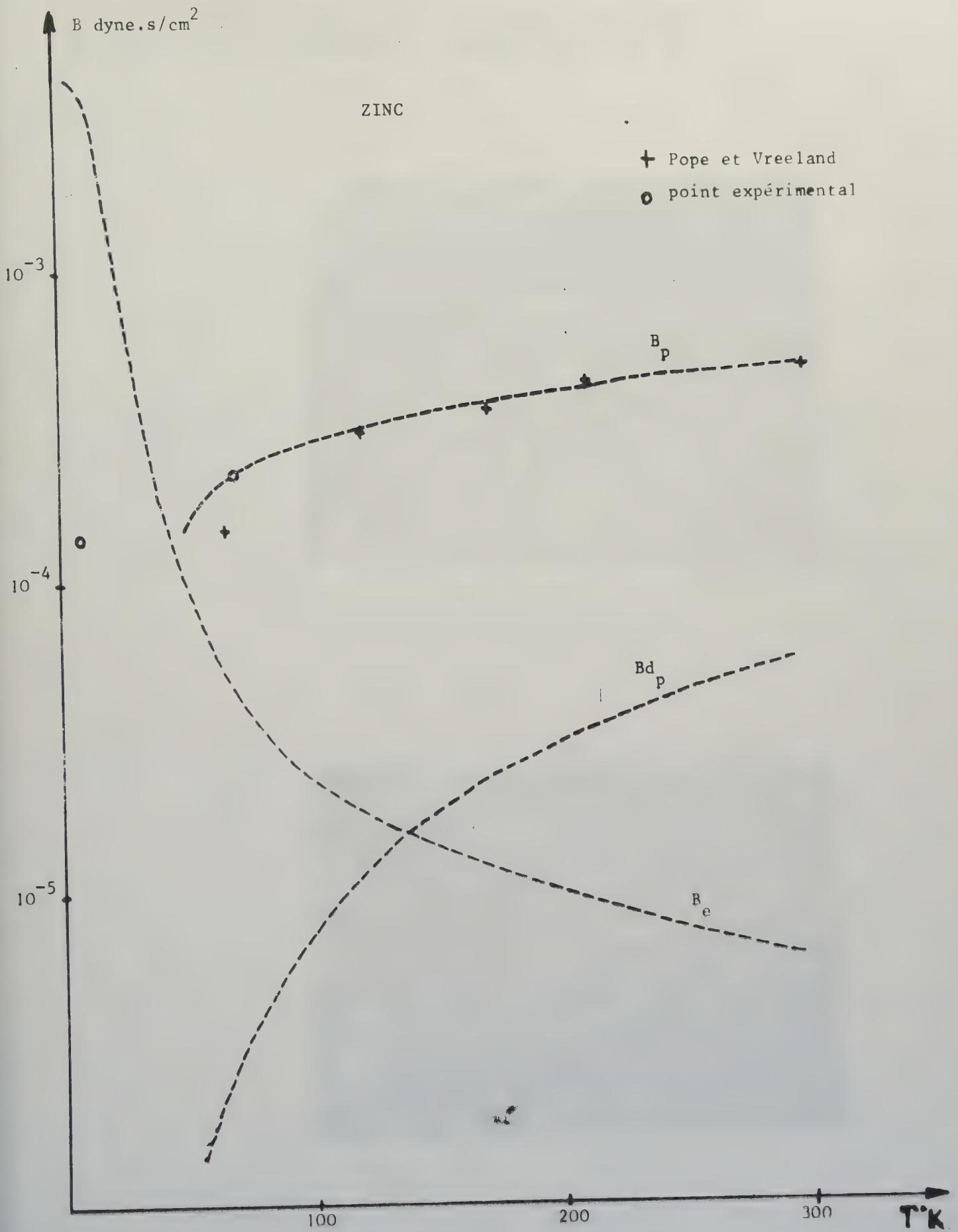
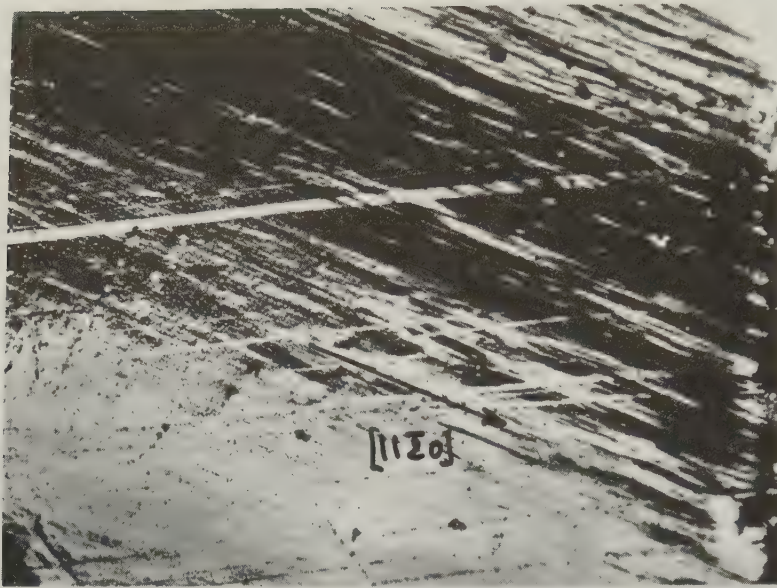


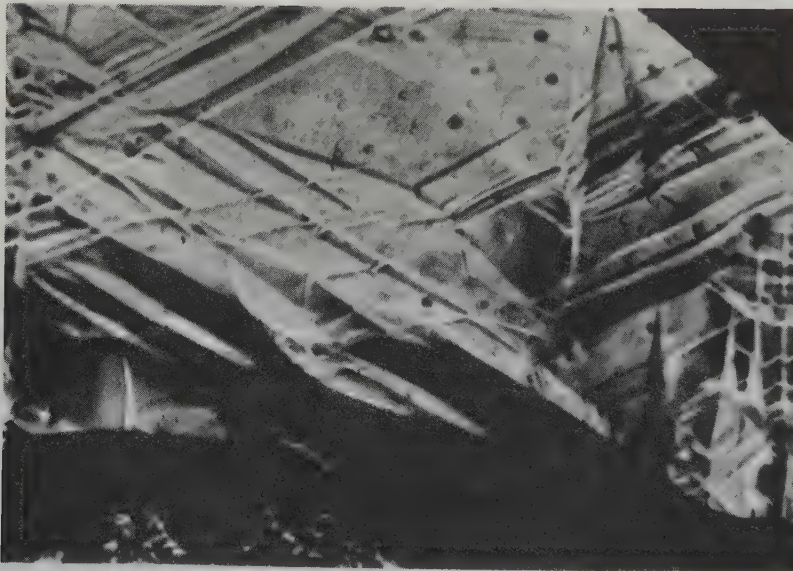
Fig. 71 - Courbes théoriques et points expérimentaux des coefficients d'amortissement B selon la température.

Aspect micrographique de coupes monocristallines de
Zinc (0001) sollicitées à : 10^8 dynes/cm²



78 K

G = 60



7 K

G = 60

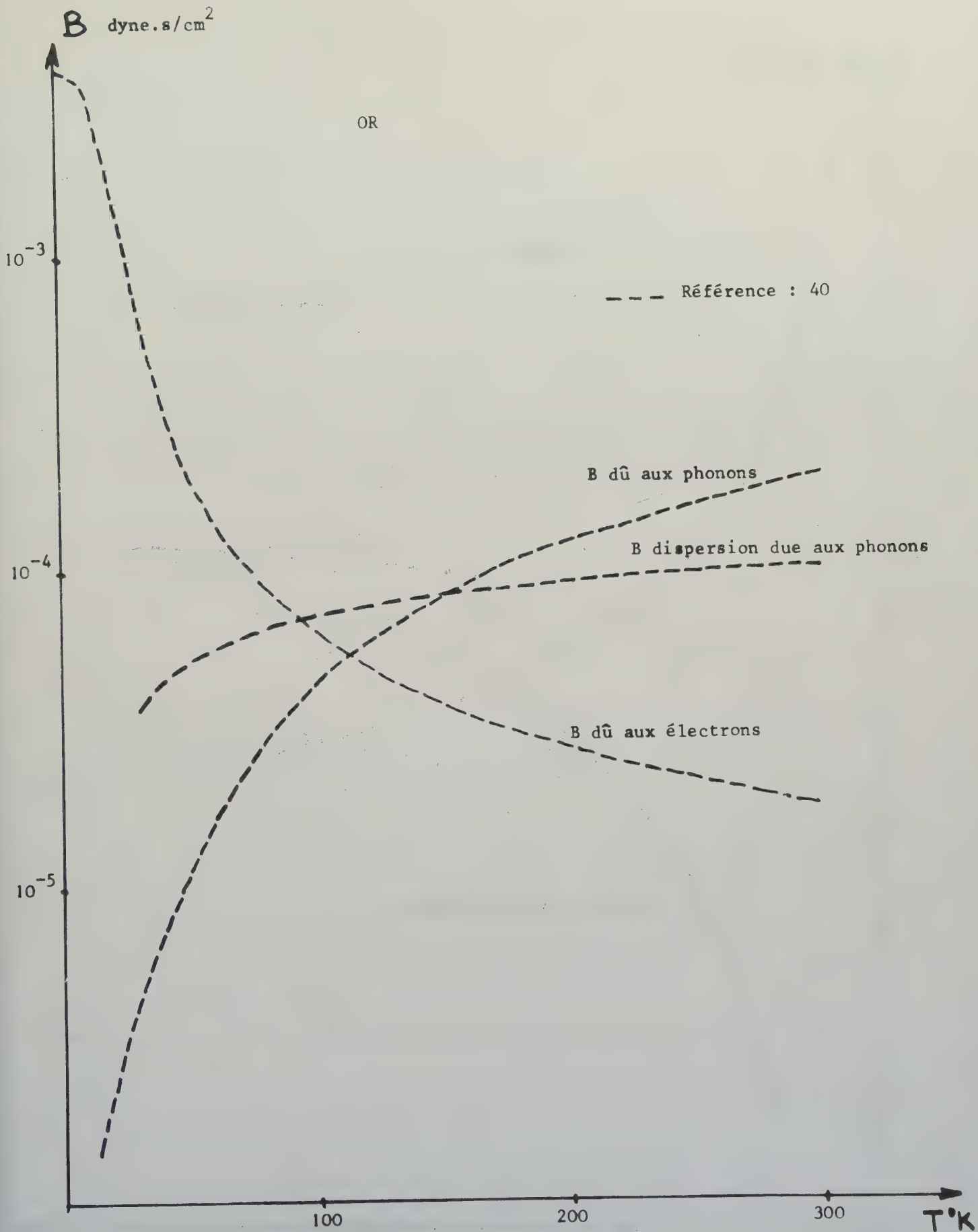


Fig. 72 - Courbes théoriques des coefficients d'amortissement B selon la température.

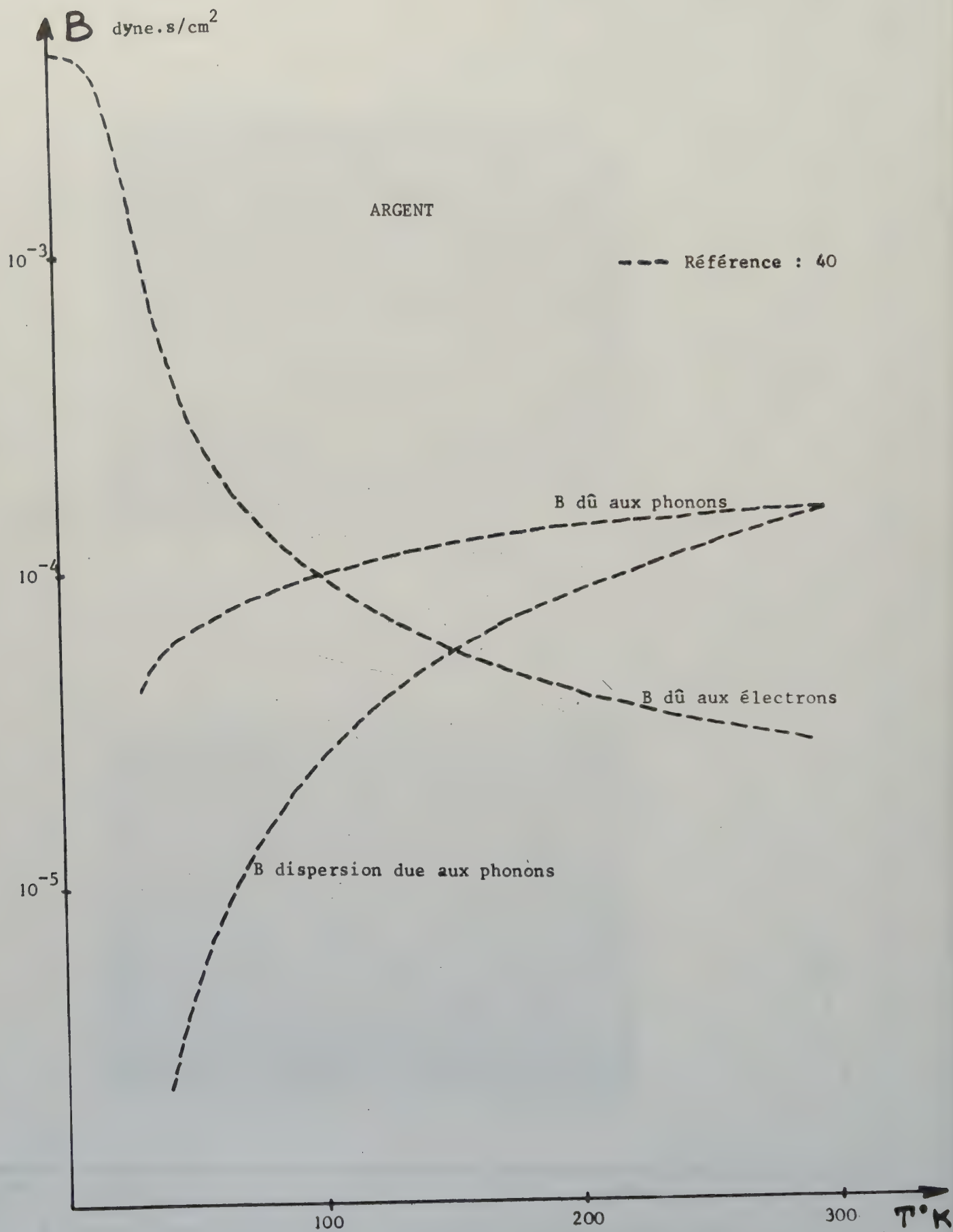


Fig. 73 - Courbes théoriques des coefficients d'amortissement B selon la température.

Chapitre 6

TAUX DE DISLOCATIONS ET ECROUISSAGE DES COUPES MONOCRISTALLINES EN FONCTION DE LA CONTRAINTE DYNAMIQUE

La courbe représentative du premier pic de contrainte en fonction du champ magnétique inducteur B_Z est une droite (figure 74); nous avons sollicité des disques plans monocristallins à différents champs magnétiques afin d'obtenir la loi de variation de l'écrouissage et du taux de multiplication des dislocations en fonction de la valeur du maximum de contrainte.

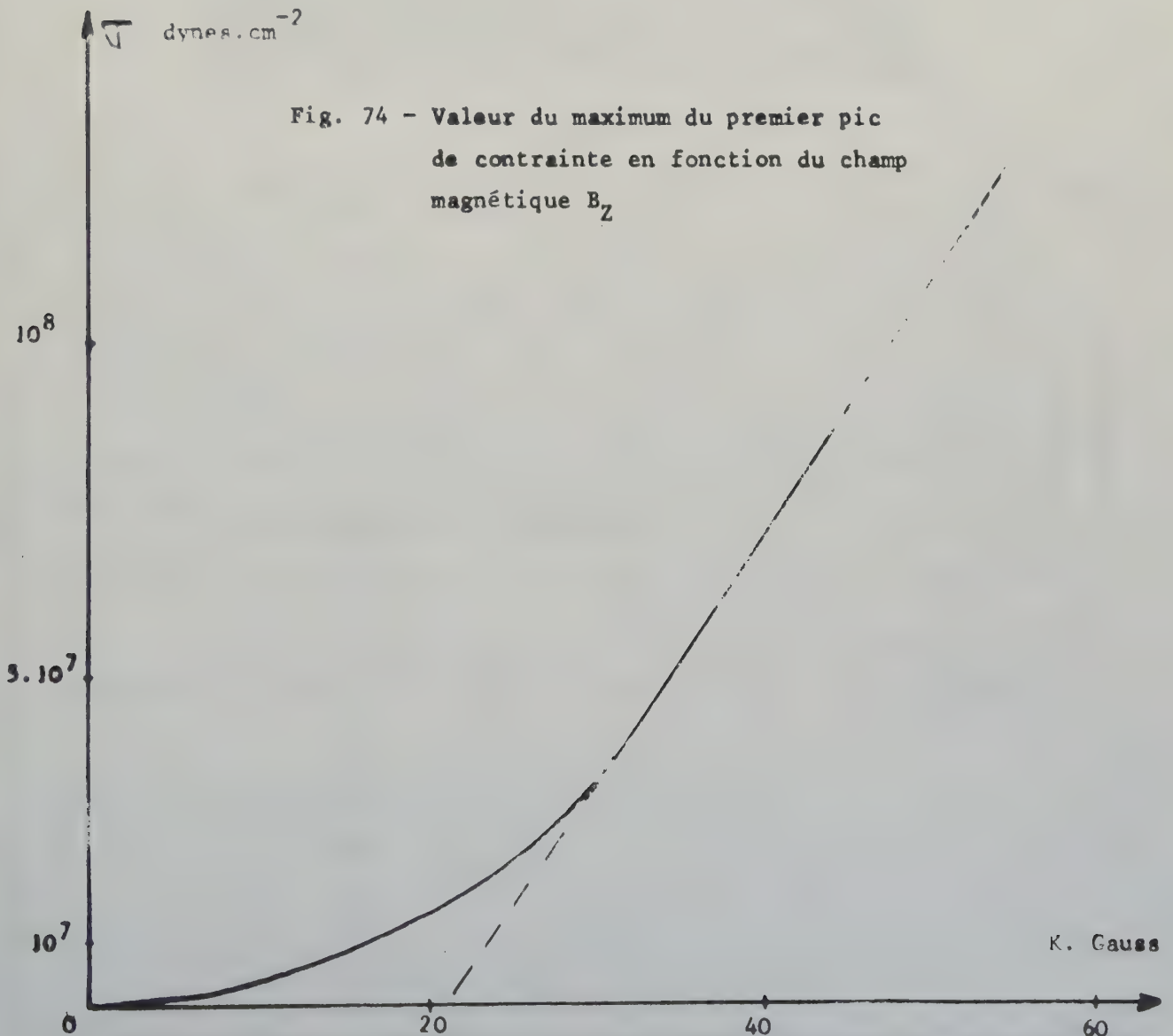
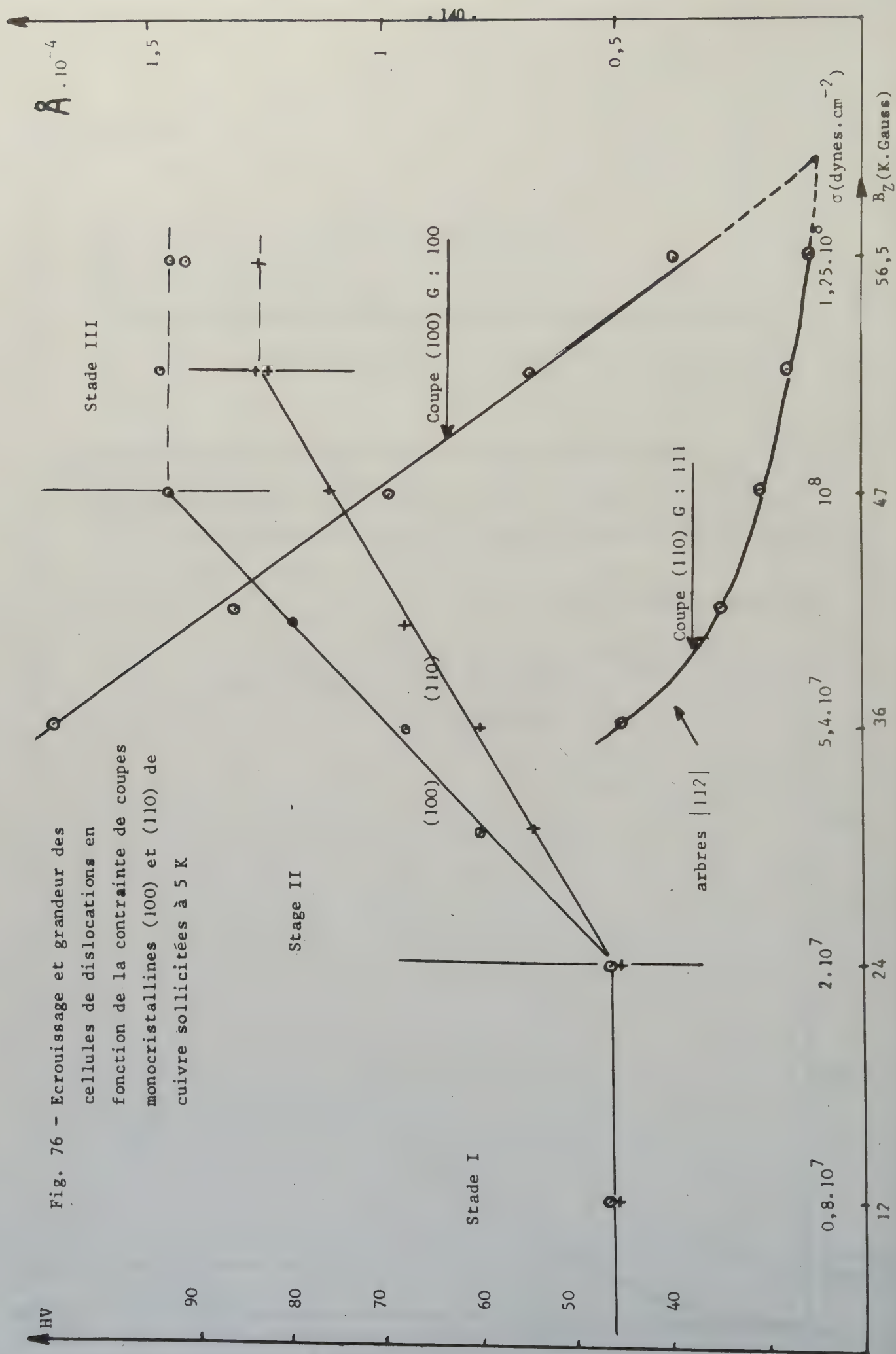


Fig. 76 - Ecrouissage et grandeur des
cellules de dislocations en
fonction de la contrainte de coupes
monocristallines (100) et (110) de
cuivre sollicitées à 5 K



Dans le cas du cuivre (avant sollicitation), le taux N_0 de dislocations est de l'ordre de 10^8 cm^{-2} . Les segments sont répartis aléatoirement et leur longueur $\ell < 1000 \text{ \AA}$ (micrographie figure 75).



A partir de $5,7 \cdot 10^7 \text{ dynes. cm}^{-2}$, les dislocations se groupent en forêt, les arbres de la forêt sont de directions en général $[112]$ (planches XVI à XXI). Les taux de segments de dislocations atteignent $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ pour des contraintes de $1,35 \cdot 10^8 \text{ dynes cm}^{-2}$. Le seuil de multiplication des dislocations se situe aux environs de $2 \cdot 10^7 \text{ dynes. cm}^{-2}$, début du stade II d'écrouissage linéaire.

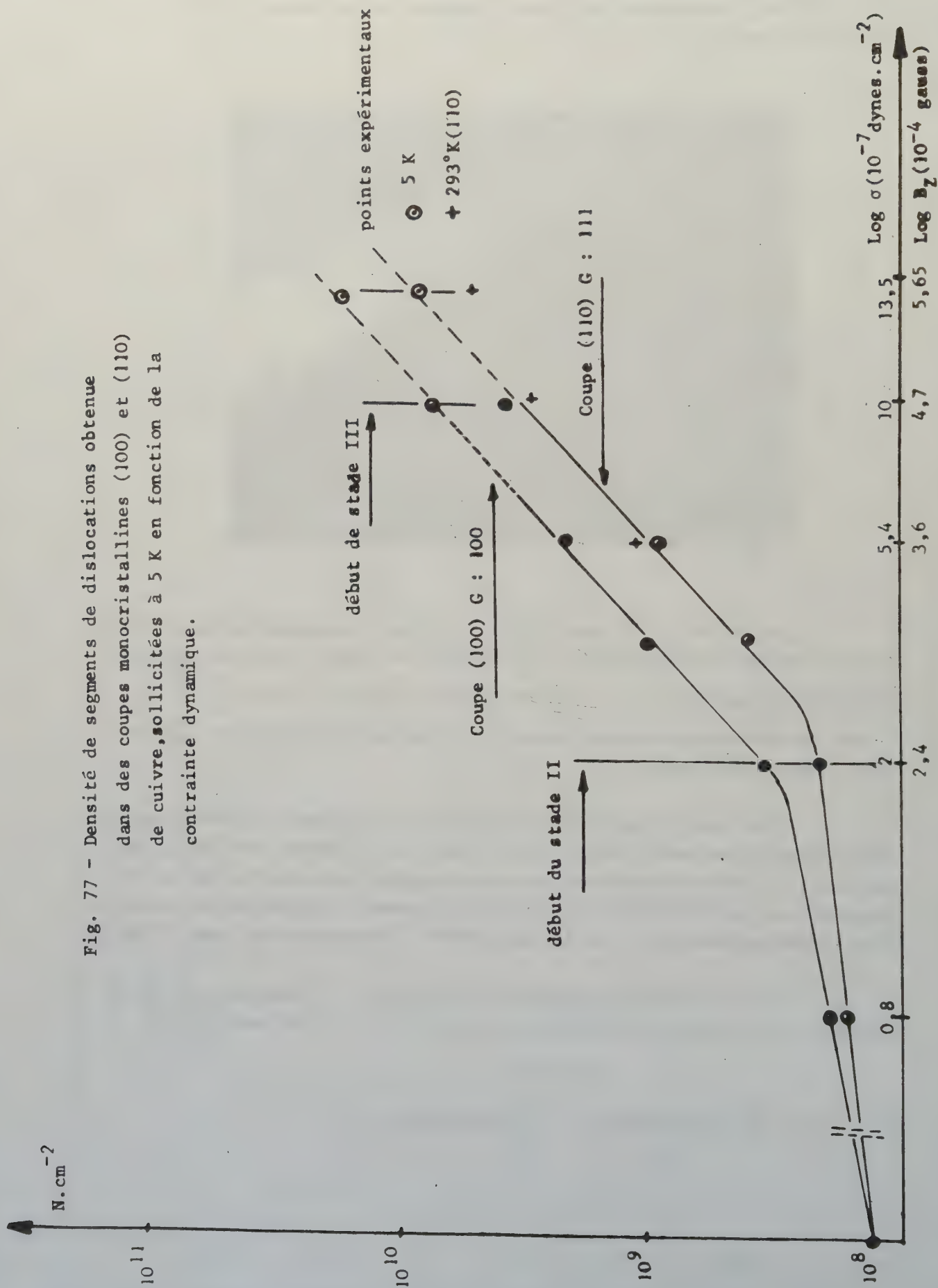
Les courbes de grandeur moyenne des cellules de dislocations et d'écrouissage sont données figure 76. Ces courbes sont des droites en fonction de la contrainte dynamique ; la grandeur minimale des cellules serait (par extrapolation des courbes) voisine de 0,9 micron pour des contraintes voisines de $1,45 \text{ dynes. cm}^{-2}$. A même sollicitation, la taille des cellules est de l'ordre de cinq fois supérieure dans le cas des coupes (100) G : 100 par rapport aux coupes (110)G : 111.

Pour des contraintes supérieures à $2 \cdot 10^7 \text{ dynes. cm}^{-2}$, l'augmentation du taux de dislocations est importante, la loi de variation aux stades II et III ($T = 5 \text{ K}$) est de la forme :

$$N = Cte \sigma^\lambda$$

avec $\lambda = 1,1 \cdot 10^9$ (nb de segments. cm^{-2} , contrainte en Kg. cm^{-2}).

Fig. 77 - Densité de segments de dislocations obtenue dans des coupes monocristallines (100) et (110) de cuivre, sollicitées à 5 K en fonction de la contrainte dynamique.



L'écouissage est linéaire au stade II et indépendant de la température, mais la pente des droites dureté-contrainte dépend de l'orientation du cristal.

Dans le cas de l'aluminium et dans les zones principales d'« écoulement », les dislocations sont groupées en blocs cellulaires allongés suivant des directions en général de type $[112]$ (micrographies figure 78). Les dislocations sont longues et en échevaux avec la présence d'un nombre important de boucles de dislocations. La proportion des boucles par rapport au nombre de segments de dislocations est voisine de 1,21 pour des coupes monocristallines sollicitées à la température ambiante (planche XXII et figure 79).

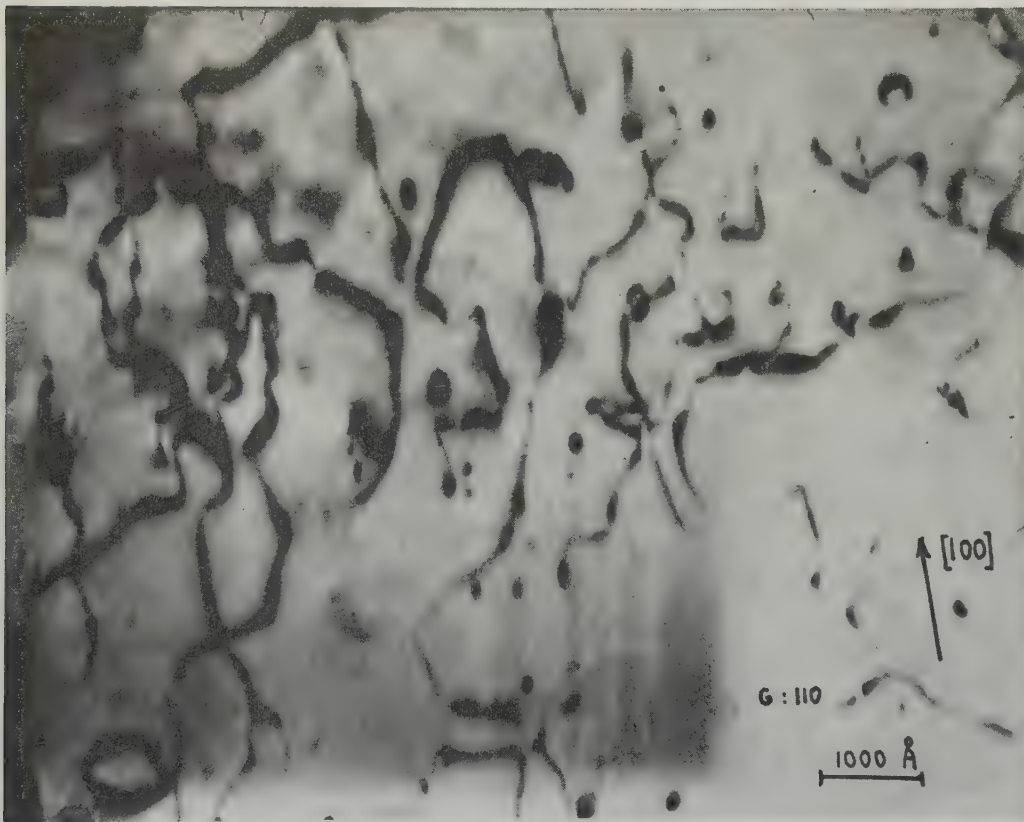


Figure 79 - Boucles de dislocations dans une coupe monocristalline sollicitée à $10^8 \text{ dynes.cm}^{-2}$ à la température ambiante.

Les lignes de dislocations sont orientées en général suivant $[110]$ et $[100]$.

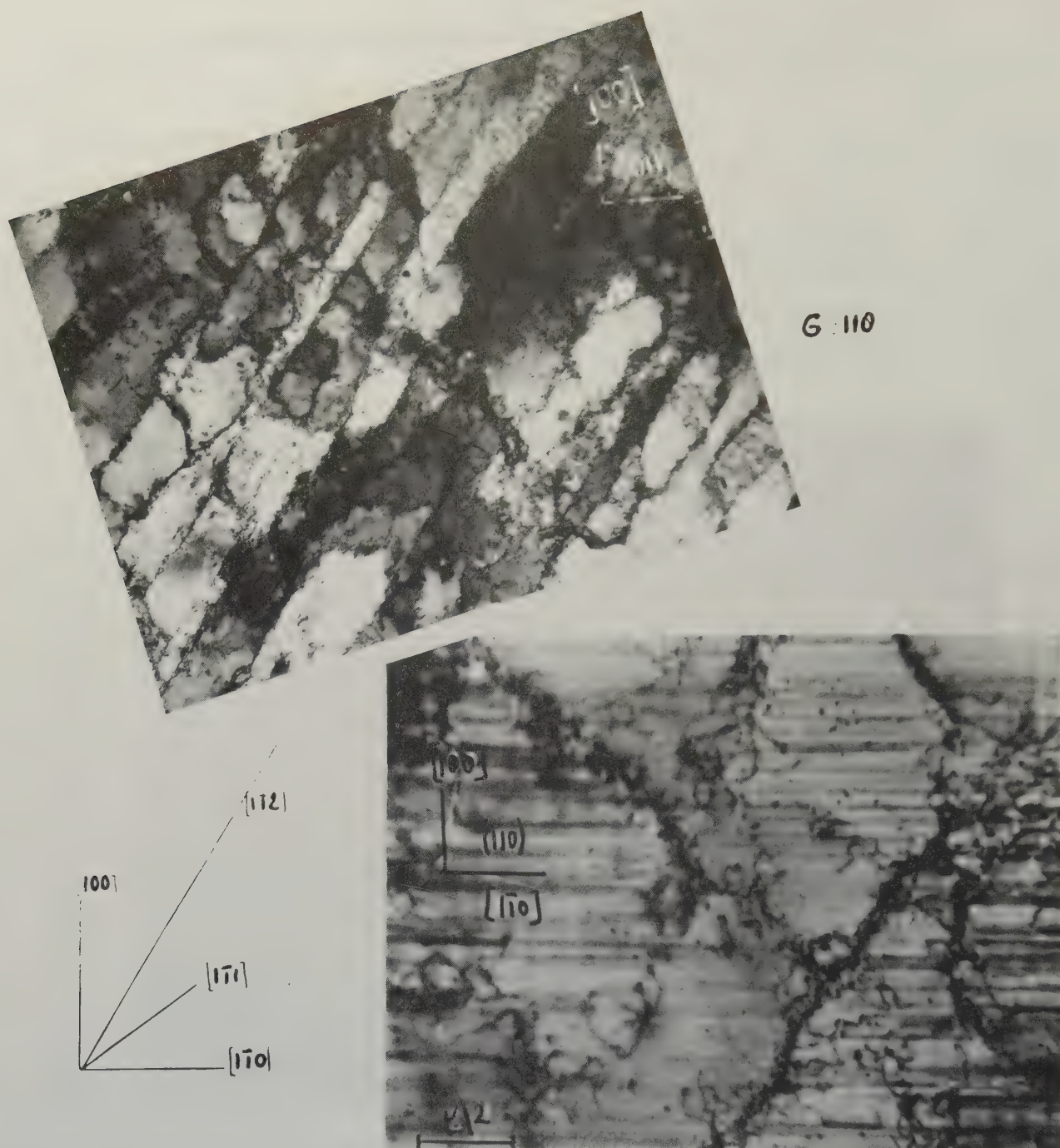
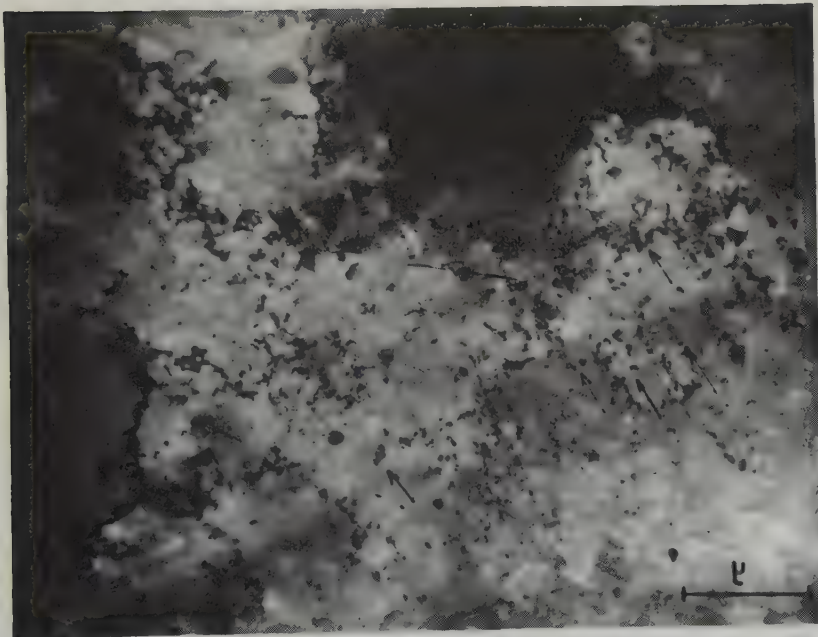


Fig. 28 : Micrographies électroniques d'un cristal (110) d'Al, sollicité à 47 000 gauss ($T = 293^\circ\text{K}$) dans la zone d'écoulement maximum $[100]$. Noter la présence de blocs lamellaires $[112]$



G:100

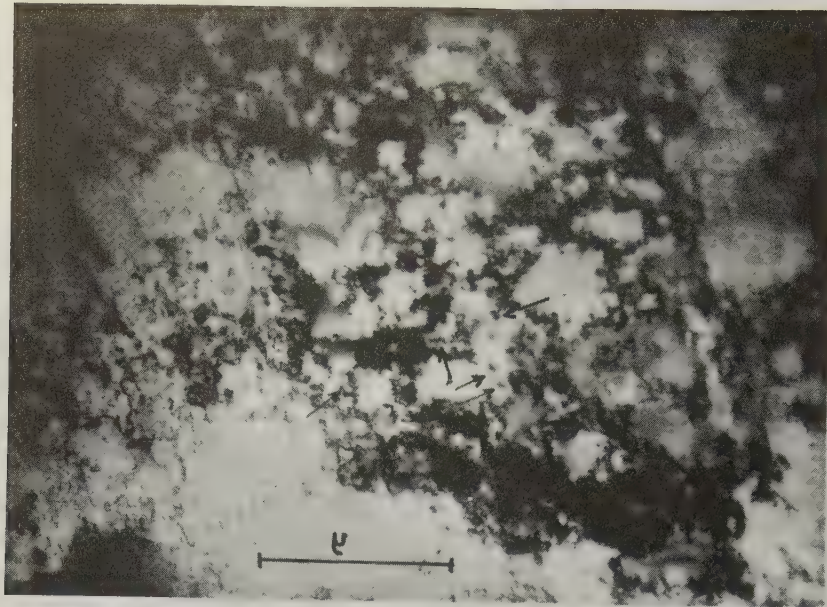
planche XVI



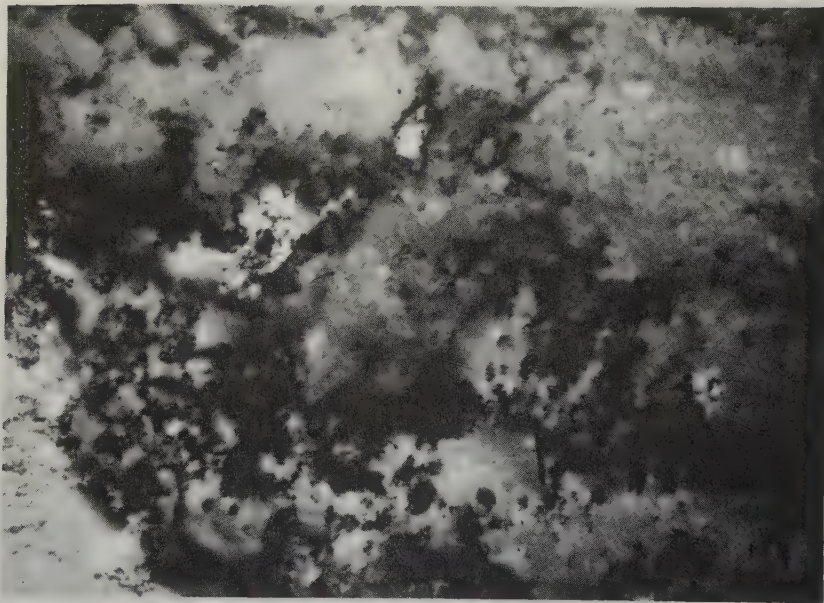
$\text{Cu}(100)$

∇ 36000 GAUSS
DYN 53 $\text{KG} \cdot \text{CM}^{-2}$

$T = 5^\circ \text{K}$



μ



100 010

G:100

μ

planche XVII



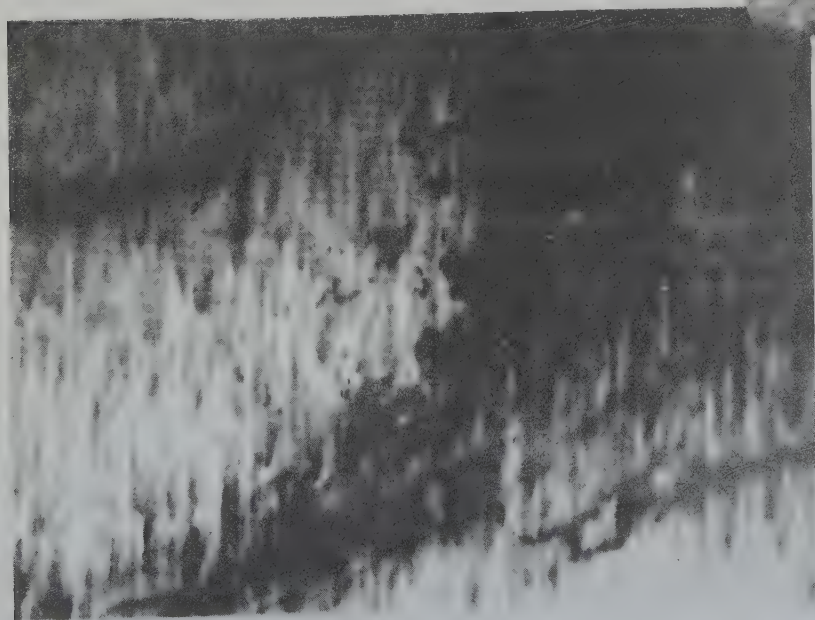
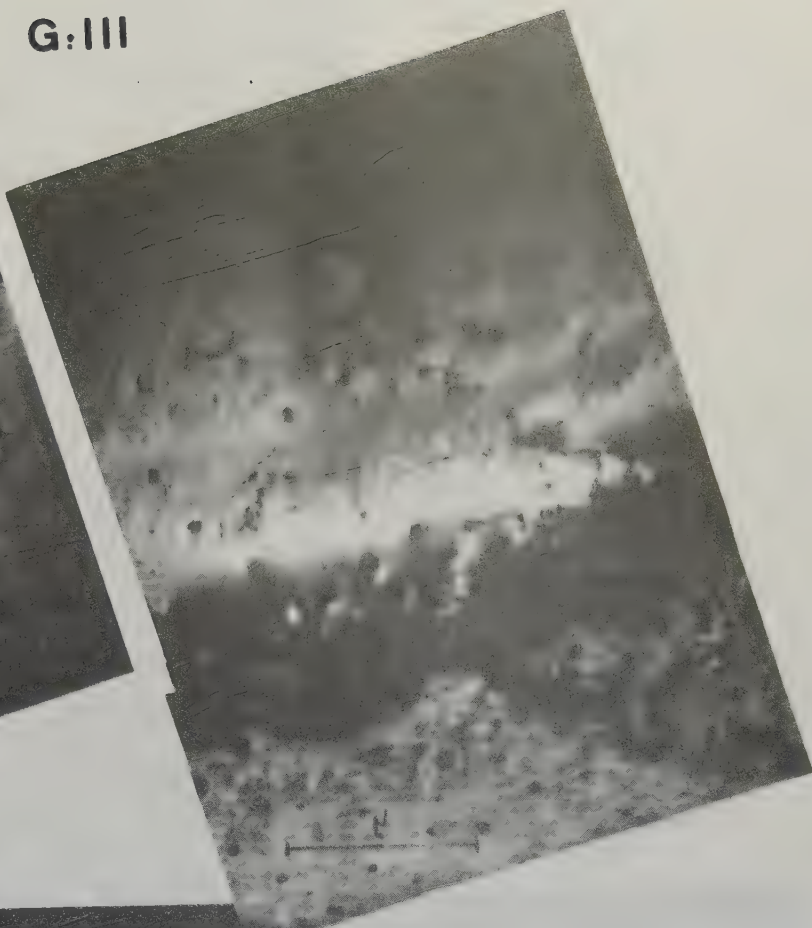
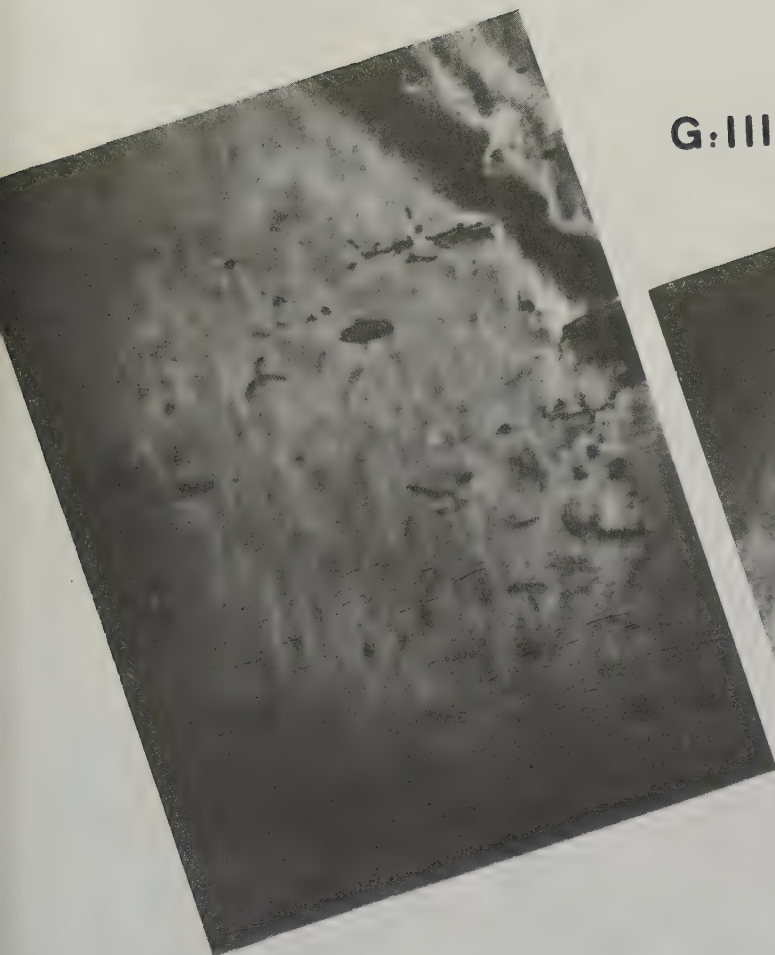
Cu(100)

56500 GAUSS
DYN 130 KG, CM⁻²

T = 5°K



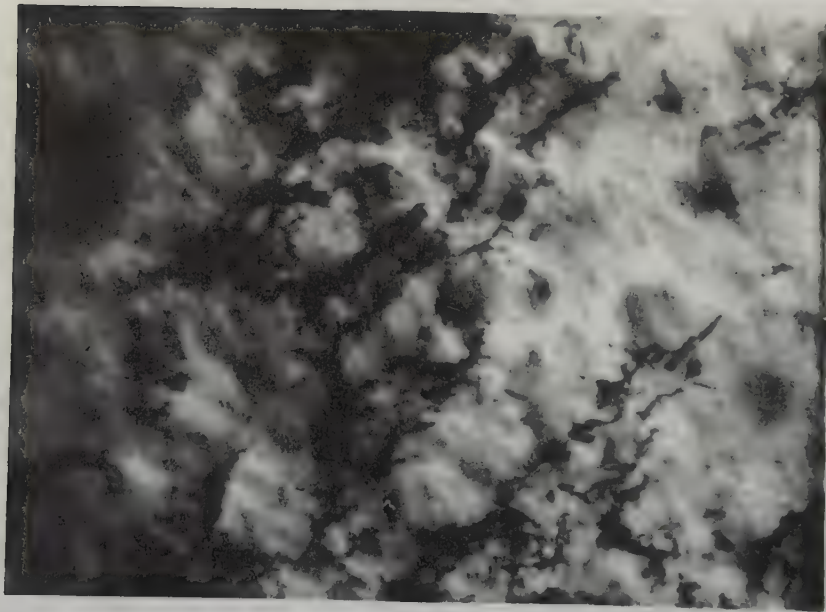
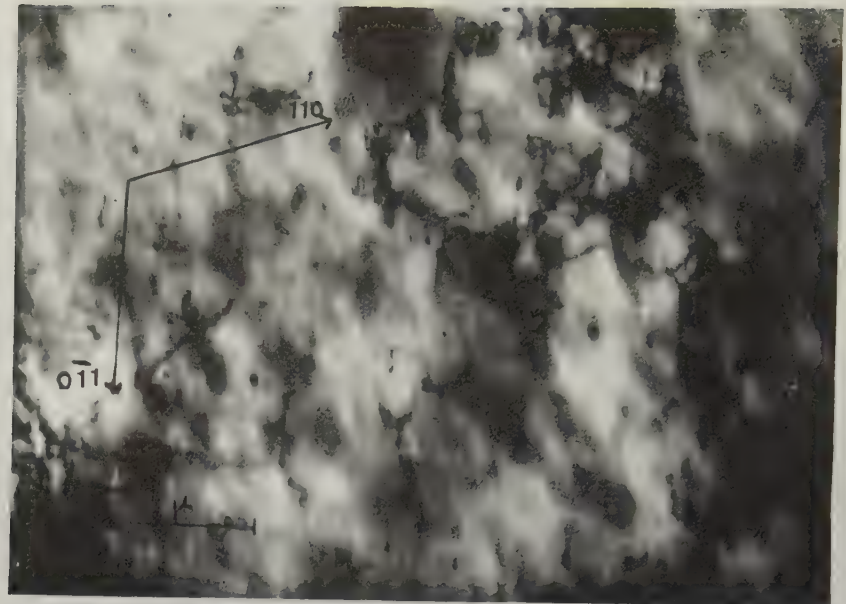
G:III



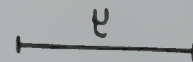
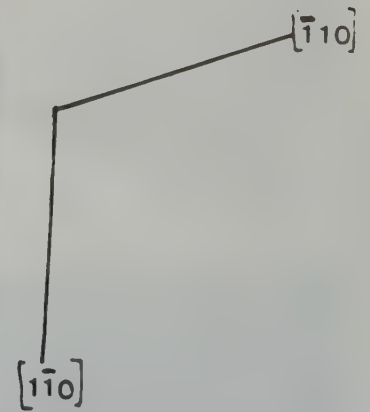
Cu (110)

∇_{DYN} 24000 GAUSS
20 KG. CM⁻²

T = 5°K



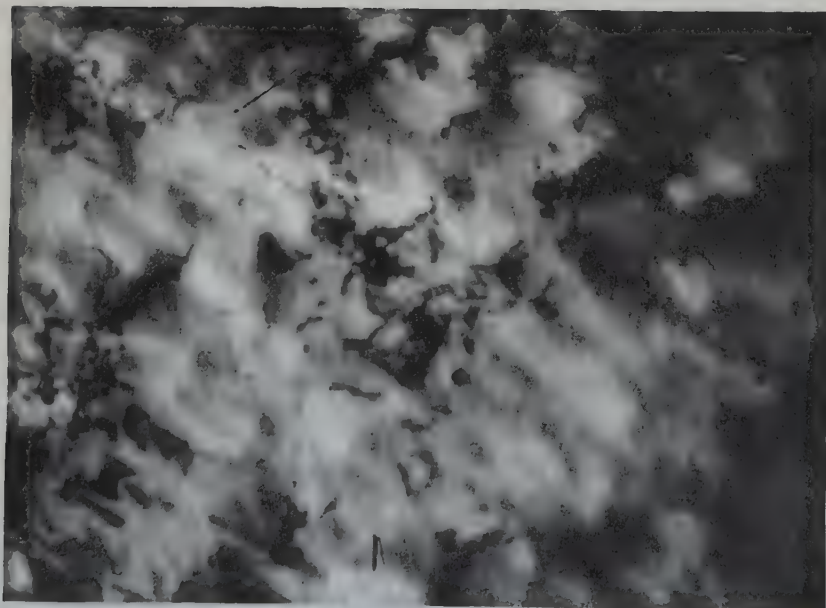
G:III



Cu (110)

∇ 36000 GAUSS
DYN 53 KG.CM⁻²

T = 5° K



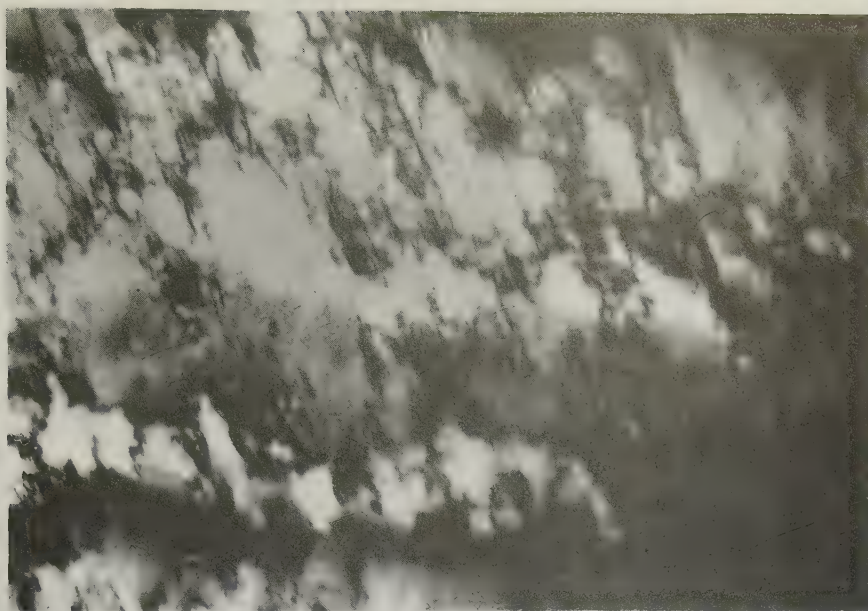
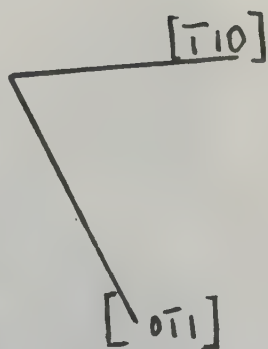
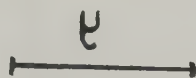
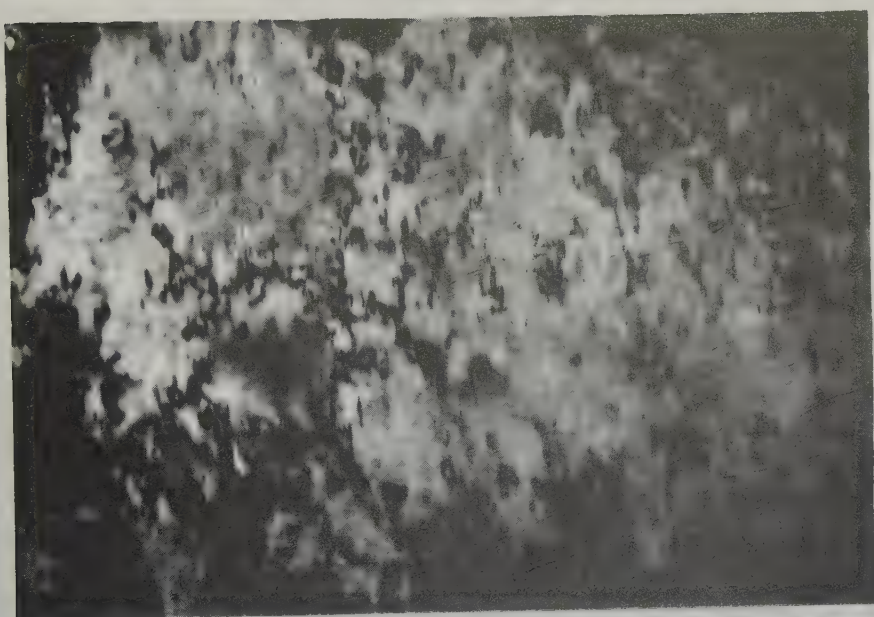


planche XX



Fig 56



G.III

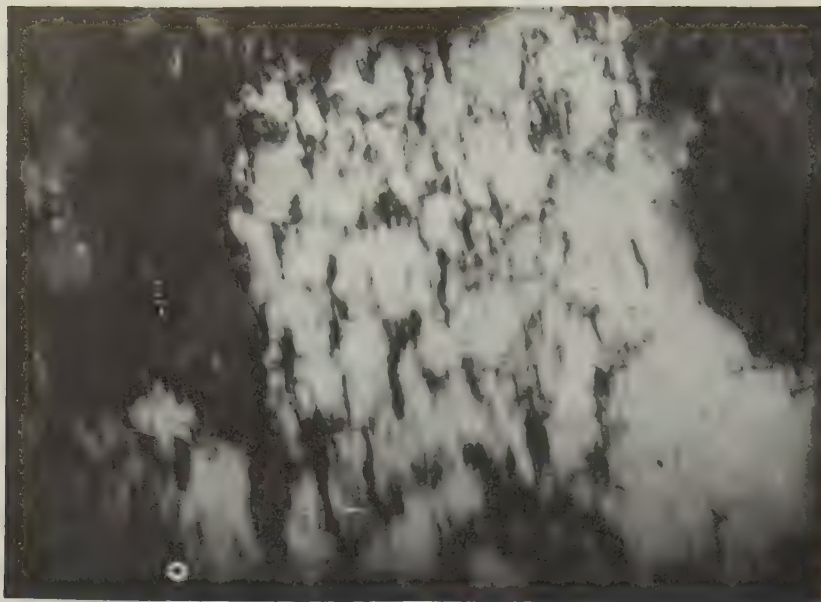
Cu(110)

∇ 56500 GAUSS
DYN 130 KG.CM⁻²

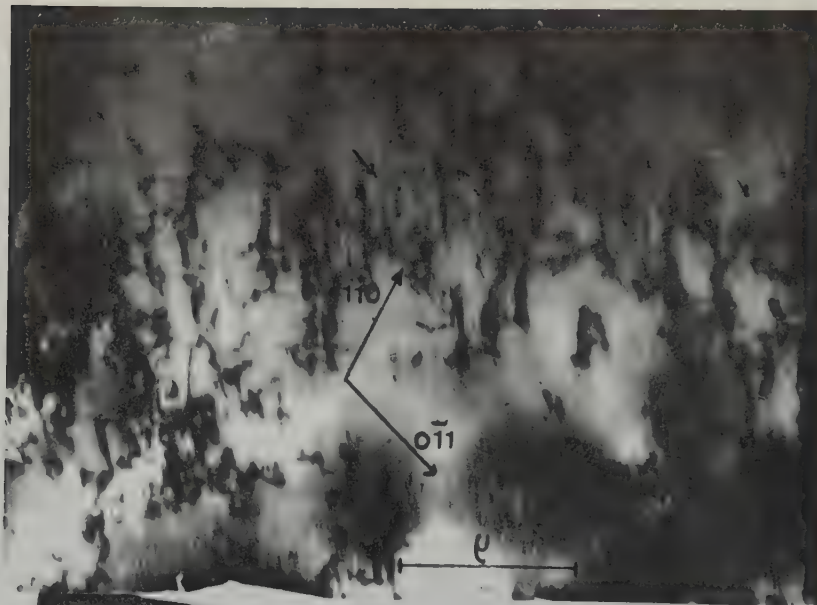
T $\approx$ 5° K



planche XXI



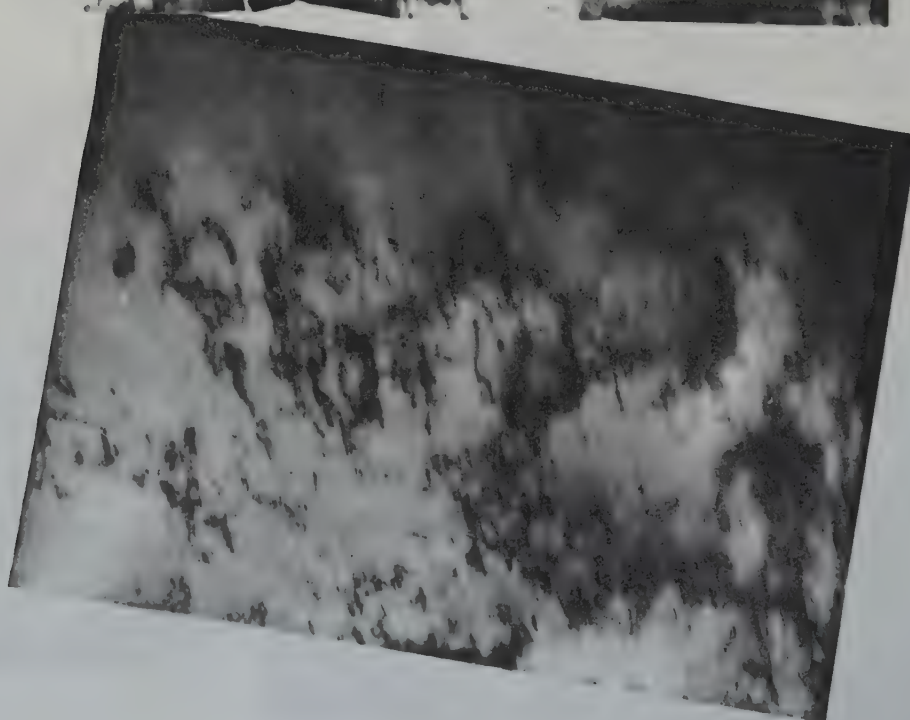
G:111



Cu(110)

47000 GAUSS
DYN 98 KG.CM⁻²

T=293°K



Fia 55

$\frac{1}{2}$

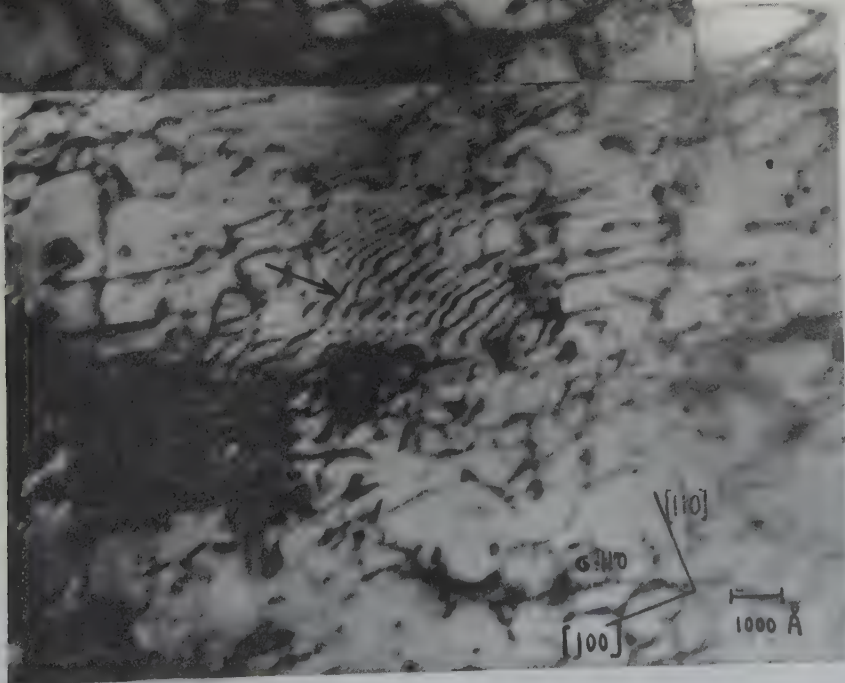
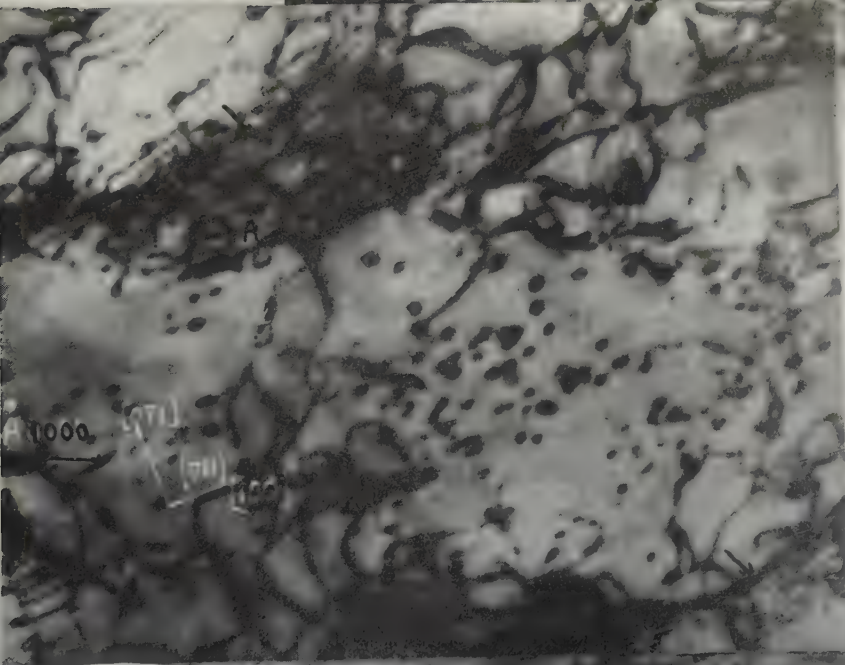


Planche XXII

Groupement en parois
suivant $[100]$ des
dislocations.

Nombre de boucles
important; cas d'un Al
déformé à 47 000 gauss

$T = 293^{\circ}\text{K}$



C O N C L U S I O N

La mesure de la déformation des monocristaux d'aluminium sollicités à l'ambiante, permet les conclusions suivantes :

- l'écoulement principal se fait à six degrés de part et d'autre des directions $[110]$ pour les cristaux (111) , tandis qu'il est préférentiel le long des directions (100) pour les cristaux (110) et (100) ,
- les coupes (100) admettent deux maxima secondaires de déformation situés à vingt degrés de part et d'autre des directions $[100]$,
- les cristaux (110) ont un pic secondaire de déformation le long des directions $[110]$ (pic secondaire non observé dans le cas du cuivre). Ce maximum secondaire se décompose ensuite en trois pics voisins pour les cristaux découpés selon des plans d'axe de zone $[\bar{1}00]$,
- la déformation est minimale le long des directions $[112]$ pour les cristaux (111) , $[111]$ pour les cristaux (110) et $[110]$ pour les cristaux (100) ,
- pour la zone $[\bar{1}00]$, le maximum de la courbe de déformation totale est obtenu pour le cristal (110) tandis que pour les zones $[\bar{1}10]$ et $[0\bar{1}1]$ nous obtenons deux maxima situés de part et d'autre du plan (111) ,
- la déformation totale d'écoulement dans le plan de coupe (100) est faible, on a :

$$\varepsilon_t(100) = \frac{1}{6,3} \varepsilon_t(110) = \frac{1}{12,5} \varepsilon_t(111)$$

A partir d'un seuil de contrainte voisin de $1,4 \cdot 10^7$ dynes. cm^{-2} , la déformation est linéaire en fonction du maximum du premier pic de contrainte.

Dans le cas du cuivre, trois stades principaux de durcissement apparaissent, l'écrouissage au stade II est linéaire et indépendant de la température. Ce stade commence à partir d'un taux de segments de dislocation de $4 \cdot 10^{10} \cdot \text{cm}^{-2}$ tandis que pour le stade III, il est voisin de $10^{10} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Le seuil de multiplication des dislocations correspond à une contrainte de $2 \cdot 10^7$ dynes. cm^{-2} au début du stade II d'écroutissage.

Quand la contrainte est supérieure à $7 \cdot 10^7$ dynes. cm^{-2} , la taille moyenne des cellules décroît linéairement pour atteindre une valeur minimum proche de 9000 Å.

A partir de $5,7 \cdot 10^7$ dynes. cm^{-2} , les dislocations se groupent en forêt dont les arbres sont en général de direction $[112]$.

Pour l'aluminium et selon les directions principales d'écoulement, les dislocations sont groupées en blocs cellulaires allongés suivant des directions $[112]$. La proportion de boucles de dislocation par rapport au nombre de segments est, dans ce cas, voisine de 1,21.

Enfin, l'évolution de la hauteur des pics de déformation selon $[110]$ des coupes (111) , et $[1120]$ des coupes (0001) dépend principalement de l'amortissement visqueux B des dislocations. Quand la vitesse de déformation $\dot{\epsilon} > 10^3 \cdot \text{s}^{-1}$, les dislocations atteignent une vitesse limite au bout d'un parcours de quelques distances interatomiques et le coefficient d'amortissement B dépend surtout des interactions dislocations-phonons et dislocations-électrons.

Pour le plomb, la vitesse des dislocations augmente avec la décroissance du coefficient d'amortissement d'origine phonique pour atteindre un maximum vers 45 K. Ce maximum correspond au palier obtenu en faisant la somme des valeurs des amortissements phonique et électronique.

La vitesse des dislocations diminue fortement pour des températures comprises entre 45 K et 7,2 K (température limite du domaine supraconducteur). Dans le domaine supraconducteur, le coefficient d'amortissement devient faible et les dislocations ont des vitesses supérieures. Les valeurs théoriques et expérimentales de B sont concordantes dans le cas où la constante non linéaire D vaut 1,75.

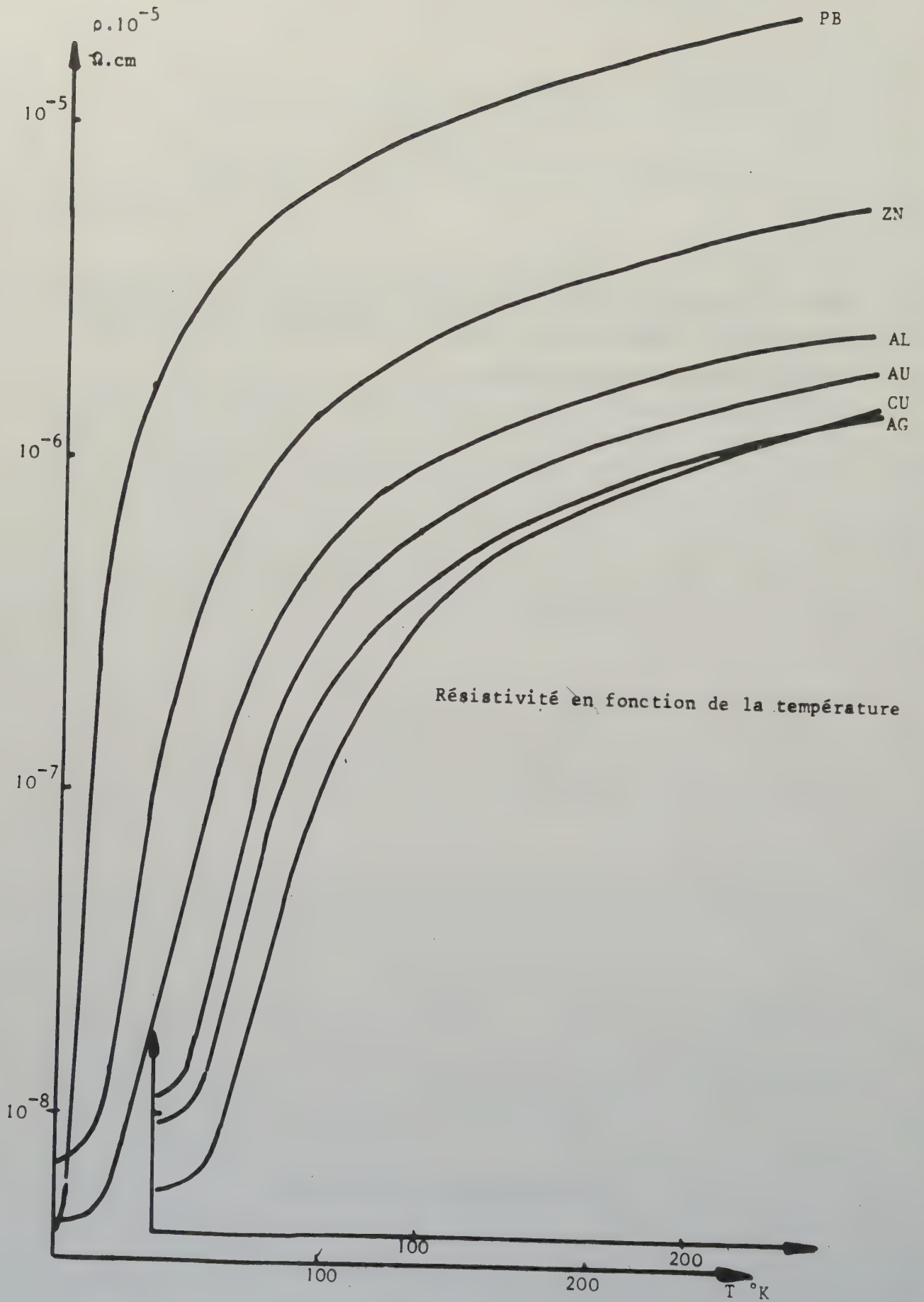
L'aluminium se comporte comme le plomb, on a, après un maximum de déformation situé vers 40 K, une diminution de la vitesse limite des dislocations. Cette variation est due à la viscosité d'origine électronique.

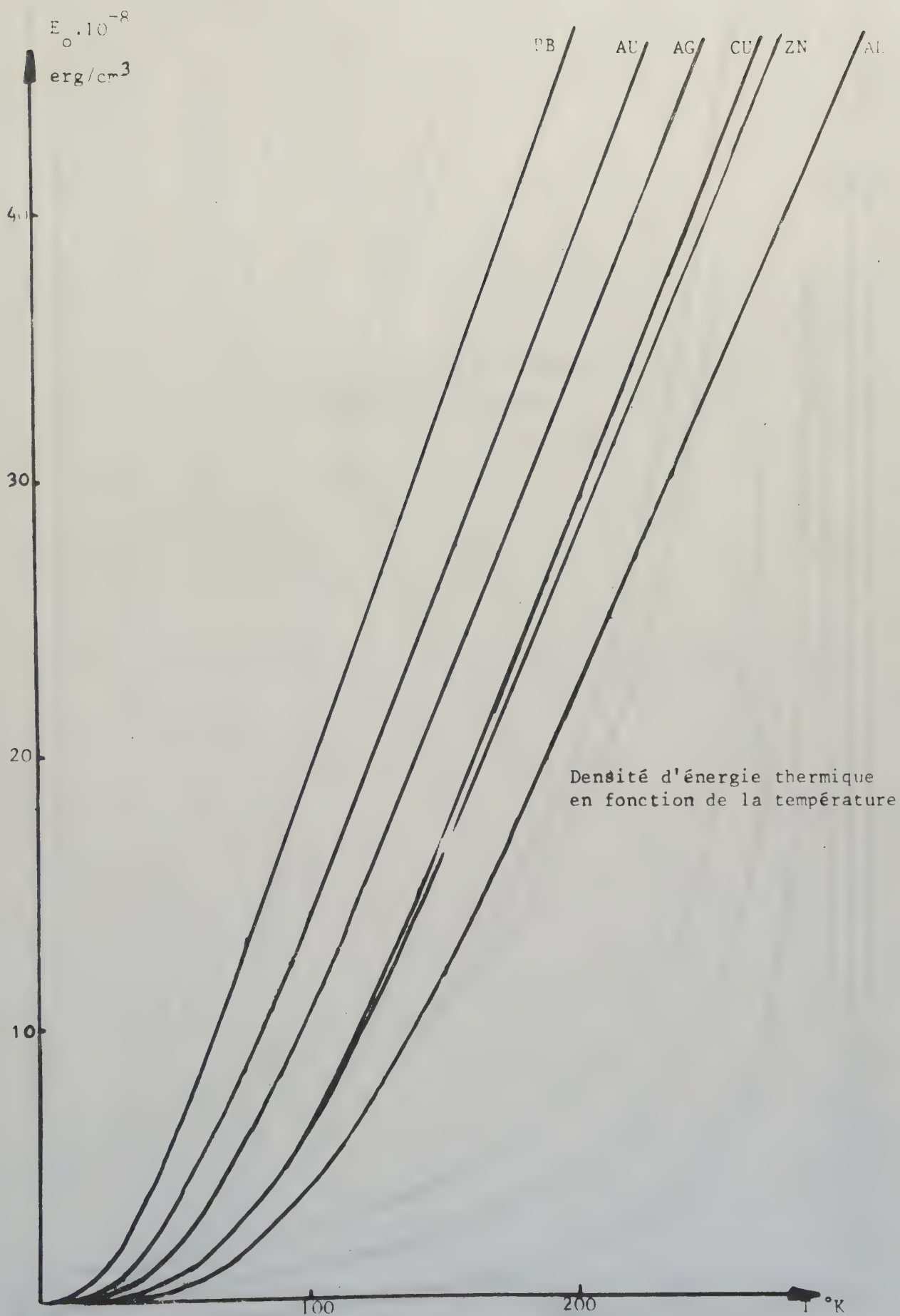
Pour le cuivre et le zinc, seule intervient la viscosité phonique. Il existe pour ces métaux une saturation de l'effet de viscosité électronique. La déformation du cuivre augmente régulièrement vers les basses températures avec une croissance moins importante que ne laisse prévoir la courbe théorique obtenue en faisant la somme des viscosités phonique et de diffusion des phonons (pour une valeur de la constante non linéaire D prise égale à 2).

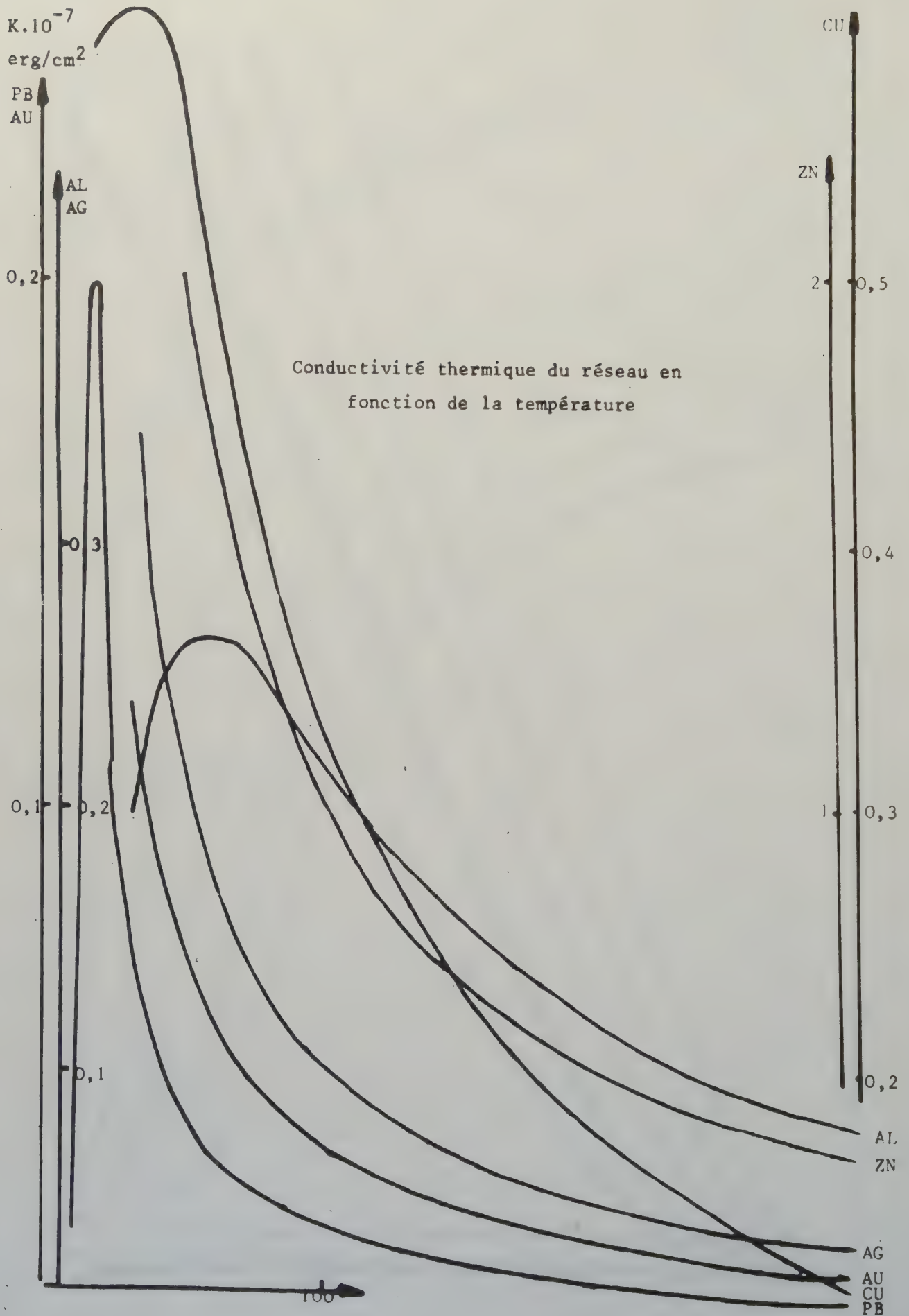


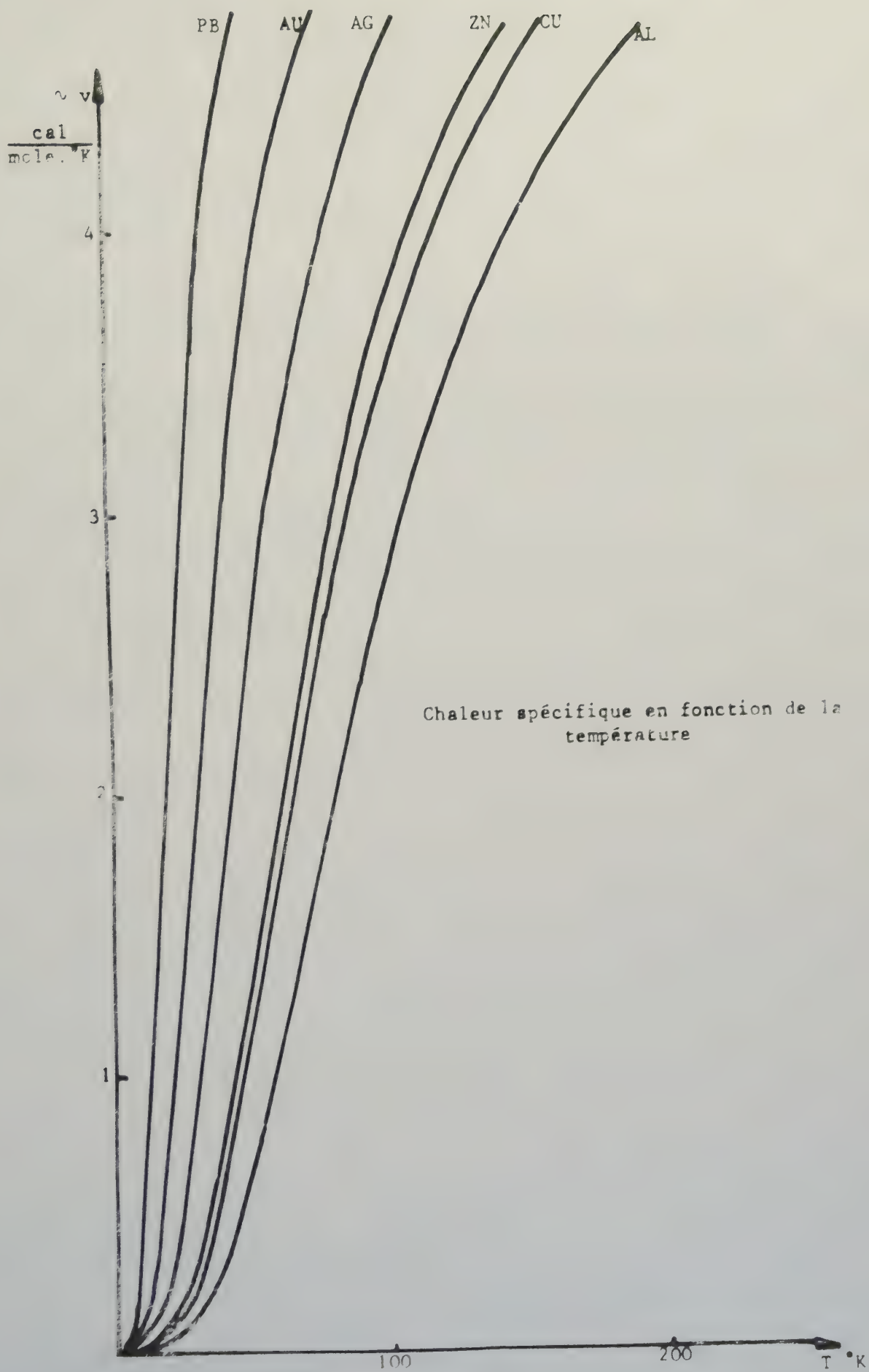
A N N E X E

Courbes des valeurs de la résistivité, de la densité d'énergie thermique, de la conductivité thermique et de la chaleur spécifique en fonction de la température pour l'or, l'argent, le cuivre, le plomb, l'aluminium et le zinc.









B I B L I O G R A P H I E

- [1] J. ZARKA
Thèse : « Sur la viscoplasticité des métaux »
Faculté des Sciences de Paris, décembre 1968
- [2] BILBY (1960) dans Progress in Solid Mechanics , Vol. 1
KRONER (1958) Kontinuums theori der Versetzungen und Eingenspannungen Springer Verlag
- [3] G.I. TAYLOR J. Inst. Civil Engro (London) 26, p. 486 (1964)
G.I. TAYLOR (1934) The Mechanism of plastic deformation of crystals. Part. I theoretical.
Dans : the Scientific Papers of Sir G.I. Taylor, Cambridge (1958)
- [4] HILL (1967)
Journal of Mechanics and Physics of Solid, Vol. 15 N° 2
- [5] FRIEDEL (1964)
Dislocations, Pergamon Press
- [6] ZARKA (1967)
Comportement des milieux denses sous hautes pressions dynamiques, p. 279-292 Dunod
- [7] G.A. ALERS et D.O. THOMPSON
J. Appl. Phys. 32, 1961, p. 283
- [8] W.P. MASON dans : Dislocations dynamics (1968)
- [9] A. HIKATA et C. ELBAUM
Phys. Rev. Letters, 18, 1967 , p. 750
- [10] A.H. COTTRELL
Dislocation and Plastic flow in Crystals
Oxford University Press, New York 1953, p. 77 chapitre 3
- [11] W.P. MASON
Phys. Rev. 97, p. 557 (1955)
- [12] JOHNSTON et GILMAN
Physical Acoustics and Properties of Solids
(D. Von Nostrand Compagny, Inc., Princeton, New Jersey) , 1958, p. 243
- [13] W.P. MASON
J. Appl. Phys. 35, p. 2779 (1964)

- [14] LEIBFRIED G. SCHLOMAN E.
Nachr. Akad. Wiss Gott 11a, 71 (1954)
- [15] C. KITTEL
Introduction to Solid State Physics, John Wiley and Sons, Inc. New York, 1956
- [16] O.L. ANDERSON
Physical Acoustics, chapitre 2, VIII
- [17] LEIBFRIED G.
Z. Physik, 127, 344 (1950)
- [18] LOTHE J.
Phys. Rev. 117, 704 (1960)
- [19] MASON W.P. „ ROSENBERG A.
Phys. Review 151, 434 (1966)
- [20] GORMAN J.A., WOOD D.S. , VREELAND T.
J. Appl. Phys. 40, 2 , p. 833 (1969)
- [21] FERGUSON W.G. , KUMAR A. , DORN J.E.
J. Appl. Phys. 38, 4, p. 1863 (1967)
- [22] American Institue of Physics Handbook
- [23] WHITE, WOODS
Phil. Mag. 45, p. 1343 (1954)
- [24] ALERS, THOMPSON
J. Appl. Phys. 32, p. 283 (1961)
- [25] STERN, GRANATO
Acta Met. 10, p. 958 (1962)
- [26] JHONSTON W.F. , GILAM J.J.
J. Appl. Phys. 30, 129 (1959)
- [27] MASON W.P.
Internal friction Measurements and their uses in detemining the interaction of acoustic waves with phonons electrons and dislocations (1966)
- [28] MASON W.P. ROSENBERG A.
J. Appl. Phys. 38, 4 , p. 1929 (1967)

- [29] PARAMESWARAN W.R. WEERTMAN J.
Scripta Met. 3, p. 477 (1969)
 - [30] E. LAX
Phys. Rev. 115, 6, p. 1591 (1959)
 - [31] HUTCHINSON T.S. ROGERS D.H.
J. Appl. Phys. 33, 792 (1962)
 - [32] MASON W.P. , ROSENBERG A.
Phys. Rev. 151 , 434 (1966)
 - [33] FERGUSON W.G. , KUNAR A., DORN
J. Appl. Phys. 38, 4, p. 1863 (1967)
 - [34] STERN, GRANATO
Acta Met. 10, p. 958 (1962)
 - [35] ALERS, THOMPSON
J. Appl. Phys. 32, p. 283 (1961)
 - [36] SUZUKI T. , IKUSHIMA A., AOKI M.
Acta Met 12, p. 1231 (1964)
 - [37] BLOUNT E.J.
Phys. Rev. 114, p. 418 (1959)
 - [38] PIPPARD A.B.
Phil. Mag. 46, 1104 (1955) Advan Phys. 9, 176 (1960)
 - [39] POPE D.P. VREELAND T.
Phil. Mag. 20, 1163 (1969)
 - [40] N. HERVE
Thèse : « Etude théorique de l'amortissement des dislocations lors des déformations aux grandes vitesses »
Université de Nantes (1971)
 - [41] BLOUNT E.J.
Phys. Review 114 , p. 418 (1959)
-

